www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

18e JAARGANG No. 10, blz. 285-320 OKTOBER 1956

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## FERROXCUBEMATERIAAL VOOR PIËZOMAGNETISCHE TRILLERS

door C. M. van der BURGT. 621.318.134:621.372.412

*Voor het opwekken en detecteren van ultrasone golven maakt men veelal gebruik van piëzoëlektrische of piëzomagnetische (magnetostrictieve) trillers. Als materiaal voor de kernen van piëzomagnetische trillers blijken voor dit doel speciaal bereide keramische ferroxcubesoorten in vele opzichten gelijkwaardig te zijn met, en zelfs een aantal voordelen te bezitten boven, de tot nu toe hiervoor gebruikelijke piëzomagnetische metalen en legeringen. Behalve voor het opwekken en detecteren van akoestische golven kan men ferroxcubetrillers gebruiken als elementen van elektrische bandfilters met van de temperatuur onafhankelijke eigenschappen. Voor dit laatste doel zijn eveneens speciale ferroxcubesoorten ontwikkeld.*

### Inleiding

In dit artikel willen wij ons in hoofdzaak bezighouden met het opwekken en detecteren van ultrasone golven in een omringend vloeibaar of vast medium. Het zal nauwelijks nodig zijn uit te weiden over het grote belang dat deze techniek in de laatste tijd gekregen heeft. Ze vindt toepassing b.v. voor het onder water signaleren (echo-peiling, „Sonar"), voor het opsporen van materiaalfouten in vaste materialen, voor het reinigen van kleine mechanische onderdelen, voor materiaalbewerking, zoals het boren van glas en andere broze materialen, voor het solderen van aluminium (waarbij door de trillingen de zich vormende oxydehuid wordt verbrijzeld) en voor medisch-therapeutische doeleinden [1]).

De ultrasone trillers die in al deze gevallen worden gebruikt, vallen in de categorie der apparaten waarmee elektrische energie wordt omgezet in mechanische en vice versa (transducer, transducteur, Schallwandler). Zij kunnen in dit opzicht worden vergeleken met de luidsprekers en microfoons welke dienen voor het opwekken en detecteren van geluidsgolven in lucht, in een frequentiegebied tussen 20 Hz en 20 kHz.

Bij de elektrodynamische luidspreker berust de omzetting van elektrische in mechanische energie op de ponderomotorische krachten, die een door een elektrische wisselstroom doorlopen wikkeling (luidsprekerspoel) ondervindt in het veld van een permanente magneet. Deze krachten brengen een membraan (luidsprekerconus) in beweging, waardoor in het omringende medium geluidsgolven worden opgewekt. Men kan in principe een luidspreker ook als microfoon laten werken: wordt de conus door geluidsgolven in trilling gebracht, dan treden in de spoel inductiespanningen op; hierbij wordt dus mechanische energie omgezet in elektrische energie.

Voor het opwekken en detecteren van ultrageluidsgolven (frequenties boven 20 kHz) in vloeistoffen of vaste stoffen zijn elektrodynamische systemen in het algemeen niet bruikbaar, doch is men aangewezen op trillers van piëzoëlektrische of piëzomagnetische materialen. In dit artikel komen de piëzomagnetische trillers aan de orde, maar wegens de sterke analogie tussen de beide soor-

[1]) Zie b.v. T. F. Hueter en R. H. Bolt, Sonics, Wiley & Sons, New York 1955.
L. Bergmann, Der Ultraschall, Hirzel Verlag, Stuttgart, 6de ed. 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



ten is het nuttig eerst het een en ander over piëzo-elektrische trillers te recapituleren [2]).

Een piëzoëlektrische triller bestaat b.v. uit een kwartskristal dat wordt blootgesteld aan een elektrisch wisselveld en dat daardoor periodieke vormveranderingen ondergaat. Meestal gebruikt men zo'n piëzotriller bij een frequentie in de buurt van een der mechanische resonantiefrequenties van het trillerlichaam. Bij het piëzoëlektrische effect van kwarts en van enkele andere kristallen, zoals ammoniumfosfaat, lithiumsulfaat en kalium-natriumtartraat (seignettezout), die als éénkristallen worden gebruikt, is de deformatie een oneven functie van de veldsterkte en keert met deze van teken om. Bij de eerste drie genoemde kristallen is de deformatie zelfs tot grote veldsterkten toe evenredig met het veld. (Bij seignettezout, dat een duidelijke hysteresis vertoont, bestaat deze eenvoudige evenredigheid niet.) Er bestaan ook polykristallijne materialen, zoals de keramische materialen bariumtitanaat ($BaTiO_3$) en loodtitanaat-zirkonaat ($Pb\,Ti_{1-z}\,Zr_z\,O_3$), waarbij deformatie in een elektrisch veld optreedt; deze deformatie is dan een even functie van de veldsterkte en bij gegeven veldsterkte onafhankelijk van het teken daarvan. Men kan deze materialen, waarbij uiteraard geen evenredigheid bestaat tussen veld en deformatie, „lineair" maken voor kleine wisselvelden, door ze een vóórpolarisatie te geven. Ze worden daartoe geplaatst in een constant veld, waarop een wisselveld met kleine amplitude wordt gesuperponeerd. In sommige gevallen kan het polariserende veld achterwege blijven, namelijk wanneer men gebruik kan maken van een „remanente elektrisatie".

Stellen wij nu hier tegenover de piëzomagnetische trillers, die men voor het opwekken en detecteren van ultrasone golven kan gebruiken[3]). Het piëzomagnetisch effect is een „kwadratisch" effect, te vergelijken met het piëzoëlektrisch effect van bariumtitanaat. De deformatie is dus, afgezien van hysteresis, een even functie van de magnetisatie. In principe zijn alle ferromagnetica piëzomagnetisch.

Met het oog op de reeds boven genoemde toepassingen heeft men speciale ferromagnetische materialen ontwikkeld, waarbij het piëzomagnetisch effect bijzonder groot is. Aanvankelijk heeft men zich daarbij toegelegd op het zoeken naar voor dit doel geschikte metalen en metaallegeringen, zoals nikkel, „Permalloy" (Ni,Fe), „Alfer" en „Alfenol" (Al,Fe) en „Vanadium-Permendur" (V, Co, Fe). Daar voor de opwekking van trillingen deze materialen geplaatst moeten worden in een snel wisselend magnetisch veld, moet men ze lamelleren. Doet men dit niet, dan leiden de optredende wervelstromen (huideffect) tot ernstige verkleining van het magnetisch veld in het inwendige van het materiaal en dus tot een vermindering van het resulterende piëzomagnetische effect.

In de laatste jaren zijn op uitgebreide schaal keramische magnetische materialen ontwikkeld (o.a. de nikkel-zinkferrieten, ferroxcube 4), die tot zeer hoge frequenties als kernen in spoelen, transformatoren enz. kunnen worden toegepast [4]). Wegens hun grote specifieke elektrische weerstand behoeft men deze materialen niet te lamelleren. Men is daardoor op de gedachte gekomen, na te gaan of men niet met voordeel dezelfde materialen zou kunnen gebruiken voor ultrasone piëzomagnetische toepassingen.

Inderdaad blijken de door Philips ontwikkelde ferroxcubesoorten, vooral na enkele wijzigingen in de chemische samenstelling en in de bereidingswijze, bijzonder geschikt te zijn voor piëzomagnetische trillers. De aan keramische materialen inherente brosheid stelt weliswaar een grens aan het maximaal uit te zenden vermogen, doch deze grens ligt bij ferroxcube voor de meeste praktische gevallen hoog genoeg. Zowel voor het uitstralen als voor het detecteren kan men deze nieuwe ferroxcubematerialen gebruiken.

Keren we nog even terug tot de piëzoëlektrische trillers. Het feit dat sommige piëzoëlektrische kristallen, zoals kwarts, een hoge mechanische kwaliteitsfactor bezitten en derhalve bij het aanbrengen van een elektrisch wisselveld een sterke resonantie vertonen bij een zeer scherp bepaalde frequentie, heeft geleid tot een andere, niet-akoestische, toepassing, nl. als selectief bestanddeel van elektrische filters en frequentiestabilisatoren in elektrische trillingskringen. Een belangrijk punt is hierbij dat de trillingsfrequentie onafhankelijk moet zijn van de temperatuur. Bij kwartsresonatoren is dit nagenoeg het geval. Men kan de constantheid nog

[2]) Over piëzoëlektriciteit, zie b.v. J. C. B. Missel, Piëzo-elektrische materialen, Philips techn. T. **11**, 145-150, 1949.

[3]) Onder piëzomagnetisme vatten we het complex van verschijnselen samen dat tot nu toe gewoonlijk met de naam magnetostrictie werd aangeduid (zie b.v. G. Bradfield, Ultrasonic electro-acoustics. General review, Acustica **4**, 171-181, 1954). De nieuwe naam omvat zowel de magnetostrictie in engere zin (vormveranderingen ten gevolge van veranderingen in de magnetisatietoestand) als het tegengestelde effect (magnetisatieveranderingen onder invloed van door uitwendige krachten veroorzaakte vormveranderingen). — Een uitgebreid historisch overzicht van de toepassing der piëzomagnetische trillers vindt men bij F.V. Hunt, Electroacoustics, Harvard Univ. Press, Cambridge (Mass.) 1954.

[4]) J. J. Went en E. W. Gorter, De magnetische en elektrische eigenschappen van ferroxcubematerialen, Philips techn. T. **13**, 213-226, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



verbeteren door de plaat op een zeer bepaalde wijze uit het kristal te snijden (met voorgeschreven oriëntatie ten opzichte van de kristallografische assen).

Men heeft zich afgevraagd of piëzomagnetische materialen en met name ferroxcube, evenals het piëzokwarts, kunnen worden toegepast als element in elektrische filters. Bij ferroxcube blijkt dit, in tegenstelling met de piëzomagnetische metalen, inderdaad het geval te zijn. Een belangrijk punt is hierbij weer de afhankelijkheid van de resonantiefrequentie van de temperatuur. Nader onderzoek heeft geleerd dat het gedrag van ferroxcuberesonatoren ten opzichte van temperatuurvariaties wordt beïnvloed door de aanwezigheid van kobalt in het materiaal. Het is mogelijk gebleken ferroxcubesoorten, die niet de gewenste onafhankelijkheid van de temperatuur bezitten, de vereiste constantheid te verlenen door toevoeging van kleine gedoseerde hoeveelheden kobalt.

In het volgende zal, na een korte bespreking van het piëzomagnetisme en van de werking van piëzomagnetische trillers, nader worden ingegaan op de eigenschappen van de nieuwe ferroxcubematerialen voor de diverse bovengenoemde toepassingen en op de invloed van bereidingswijze en samenstelling op die eigenschappen.

De beschouwingen zullen zo eenvoudig mogelijk worden gehouden. Voor een uitvoeriger theoretische analyse zij verwezen naar enkele recente publikaties [5]) [6]), waarin ook uitvoerige literatuurverwijzingen te vinden zijn, alsmede naar een artikel dat hierna in dit tijdschrift zal verschijnen en dat gewijd zal zijn aan de theoretische aspecten van het hier behandelde.

## Enkele opmerkingen over piëzomagnetisme

In een ferromagnetisch materiaal wordt het magnetisme veroorzaakt door de spinvectoren van bepaalde elektronengroepen. „Microscopisch" bekeken, bestaat het materiaal uit kleine gebieden (gebieden van Weiss), waarin de spins evenwijdig staan. Beschouwen wij een éénkristal, zo klein dat het slechts een enkel Weiss-gebied bevat, dan zal een verandering in de oriëntatie van de spins, teweeggebracht door een uitwendig magnetisch veld, een verandering in de krachten tussen de atomen ten gevolge hebben. Het kristal zal dan van vorm veranderen. Wordt deze vormverandering belet, bij voorbeeld door naburige kristallen, indien het kristal deel uitmaakt van een polykristallijn materiaal, dan zullen in het kristal inwendige spanningen ontstaan. Wordt omgekeerd het kristal onderworpen aan uitwendige spanningen, dan zal het niet alleen elastisch worden gedeformeerd, maar bovendien zal een verandering in oriëntatie van de spinvectoren optreden en dus de magnetisatietoestand veranderen. Het verband tussen de oriëntatie van de spins, de vormverandering en de in- en uitwendige spanningen in een kristal dat deel uitmaakt van een polykristallijn materiaal, is ingewikkeld. Wij zien er dan ook van af te trachten de microscopische toestand van een piëzomagnetisch materiaal nader te beschrijven en beperken ons tot de macroscopisch merkbare veranderingen.

Onderstellen wij dus te doen te hebben met een polykristallijn, isotroop en homogeen materiaal. Dan is de deformatie van een staaf, die, van de maagdelijke toestand uit, volgens de lengte-as wordt gemagnetiseerd, gewoonlijk te beschrijven door een ruwweg kwadratisch verband tussen de inductie $B$ [7]) en de daardoor veroorzaakte lengteverandering $\Delta l$. In *fig. 1* is dit in de inleiding reeds aangestipte verband voor een aantal materialen getekend. In deze figuur is de dimensieloze grootheid $\varepsilon = \Delta l/l$ uitgezet tegen $B$. De krommen hebben alle de eigenschap dat ze nabij de oorsprong de $B$-as volgen. Voor een aantal ijzerlegeringen en voor het ferroferriet (magnetiet, $Fe^{2+}\,Fe_2^{3+}\,O_4$) is $\varepsilon$ positief. Men spreekt in deze gevallen van een positief piëzomagnetisch effect (positieve magnetostrictie). Een positieve $\varepsilon$ vindt men ook bij zuiver ijzer, althans bij niet te grote waarden van $B$; in de buurt van de verzadiging keert $\varepsilon$ bij ijzer van teken om.

Negatieve waarden van $\varepsilon$ vinden wij bij zuiver nikkel en bij diverse ferroxcubesoorten. In de figuur zijn getekend de $\varepsilon$-$B$-krommen voor ferroxcube 4A ($(Ni_{0,35}\,Zn_{0,65})\,Fe_2O_4$) en ferroxcube 4E ($NiFe_2O_4$). De krommen voor de andere nikkelzinkferrieten (ferroxcube 4B, 4C, 4D) liggen daartussen, in het gearceerde gebied. In dit gebied is ook nog getekend de kromme voor lithiumferriet ($(Li_{0,5}^{1+}\,Fe_{0,5}^{3+})\,Fe_2^{3+}\,O_4$). Alle krommen zijn voortgezet tot nabij het verzadigingspunt. Voor het gearceerde gebied liggen de verzadigingspunten op de gestippelde grenslijn. De waarde $\varepsilon_s$ van $\varepsilon$ bij verzadiging, de zg. verzadigingsmagnetostrictie, welke een maat is voor de bruikbaarheid van het materiaal voor piëzomag-

---

[5]) C. M. van der Burgt, Dynamical physical parameters of the magnetostrictive excitation of extensional and torsional vibrations in ferrites, Philips Res. Rep. **8**, 91-132, 1953.

[6]) C. M. van der Burgt, Performance of ceramic ferrite resonators as transducers and filter elements, voordracht voor het Second ICA Congress, Cambridge (Mass.), juni 1956. Verschijnt binnenkort in J. Acoust. Soc. Amer.

[7]) Exacter zou zijn te zeggen: de magnetische polarisatie $J(=B-\mu_0 H)$. Het verschil tussen $J$ en $B$ is echter wegens de vrij grote (relatieve) permeabiliteit praktisch te verwaarlozen, en technisch is $B$ de meest interessante grootheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



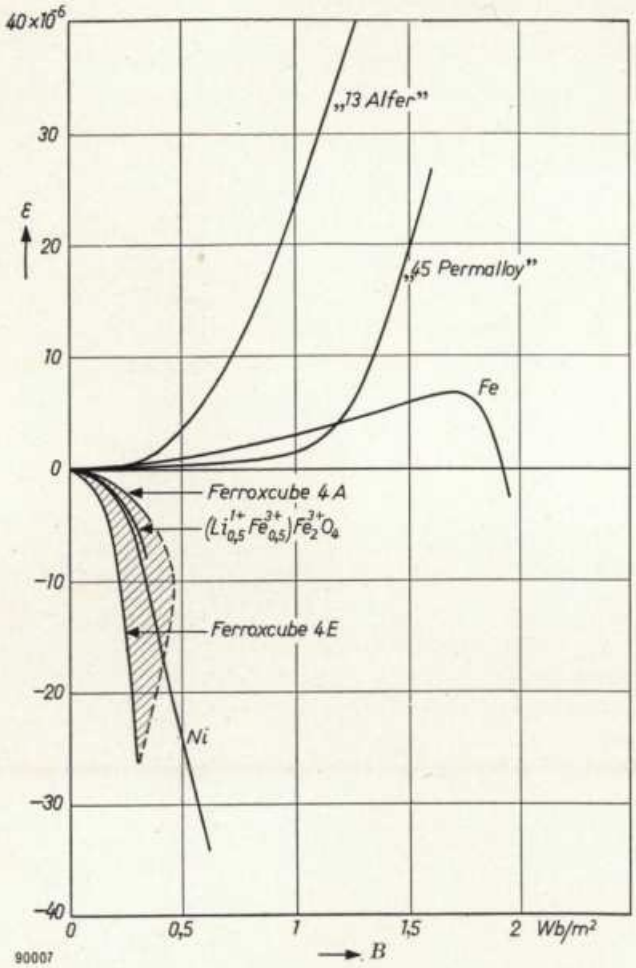



Fig. 1. Relatieve lengtevermeerdering $\varepsilon = \Delta l/l$ voor piëzomagnetische materialen als functie van $B(\approx J)$. Maagdelijke krommen.

netische stralers van groot vermogen, kan men vinden in *tabel I*. Voor metalen en legeringen varieert $\varepsilon_s$ van $70\times10^{-6}$ („2V-Permendur") tot $-33\times10^{-6}$ (Ni) en voor ferrieten van $40\times10^{-6}$ (ferroferriet) tot $-27\times10^{-6}$ (nikkelferriet). Hierbij zijn de magnetisch harde materialen kobalt en kobaltferriet ($CoFe_2O_4$, wèl vermeld in tabel I) buiten beschouwing gelaten.

Behalve $\varepsilon_s$ en de verzadigingspolarisatie $J_s$ ($\approx$ verzadigingsinductie $B_s$) zijn in deze tabel nog opgenomen: de specifieke elektrische weerstand $\varrho_{el}$, de curietemperatuur $T_c$ en de koppelingscoëfficiënt bij remanentie $k_{rem}$. Een hoge curietemperatuur is van belang indien het materiaal bij hoge temperaturen moet worden gebruikt. Als men afziet van „Permendur", dat een zeer hoge $T_c$ bezit, en van ferroxcube 4A, dat een opvallend lage $T_c$ heeft, ziet men dat ferrieten in dit opzicht te vergelijken zijn met legeringen. Op de betekenis van de koppelingscoëfficiënt komen wij dadelijk terug.

In fig. 1 is geen rekening gehouden met hysteresis. De figuur geldt voor materiaal dat bij (macroscopische) inductie $B = 0$ in maagdelijke toestand verkeert. In *fig. 2a* is schematisch het algemene verband tussen $B$ en $H$ aangegeven. Men ziet zowel de maagdelijke kromme als de bekende hysteresislus. In fig. 2*b* ziet men het overeenkomstige verband tussen $\varepsilon$ en $H$. Daar het teken van de magnetostrictie onafhankelijk is van het teken van $H$ of $B$, krijgt men een vlinderachtige kromme. In fig. 2*c* is het verband tussen $\varepsilon$ en $B$ getekend.

Laat men (zie *fig. 3*), uitgaande van een punt van de maagdelijke kromme, $H$ een weinig afnemen en daarna weer toenemen, dan wordt in het $B$-$H$-diagram een smal lusje beschreven, waarvan de helling overeenkomt met de „reversibele permeabili-

**Tabel I.** Eigenschappen van verschillende materialen voor piëzomagnetische trillers. Bij de ferrieten is de moleculaire samenstelling aangegeven, bij de legeringen de samenstelling in gewichtsprocenten. De porositeit $p$, waarvan de verzadigingspolarisatie $J_s$ der ferrieten nog afhangt, is gedefinieerd als poriënvolume/totaal volume.

| Materiaal | Samenstelling | $10^6\ \varepsilon_s$ | $J_s$ (Wb/m²) | $\varrho_{el}$ (Ωm) | $T_c$ (°C) | $\lvert k_{rem}\rvert$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| „2 V-Permendur" | 2 V, 49 Co, 49 Fe | + 70 | 2,4 | $2{,}5\text{-}4\times10^{-7}$ | 980 | 0,19-0,26*) |
| „13 Alfer" | 13 Al, 87 Fe | + 40 | 1,3 | $9\times10^{-7}$ | ca. 500 | 0,19-0,26*) |
| „45 Permalloy" | 45 Ni, 55 Fe | + 27 | 1,6 | $5\text{-}7\times10^{-7}$ | ca. 440 | 0,11-0,17*) |
| nikkel | 99,9 Ni | − 33 | 0,63 | $0{,}7\times10^{-7}$ | 358 | 0,14-0,20*) |
| ferroferriet | $Fe^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ | + 40 | 0,61 $(1-p)$ | ca. $10^{-4}$ | 580 | — |
| ferroxcube 4A | $Ni^{2+}_{0,35}Zn^{2+}_{0,65}Fe_2^{3+}O_4$ | − 5 | 0,40 $(1-p)$ | $\geqq10^4$ | 190 | 0,06-0,10**) |
| lithiumferriet | $(Li^{1+}_{0,5}Fe^{3+}_{0,5})Fe_2^{3+}O_4$ | − 8 | 0,39 $(1-p)$ | $\geqq10^4$ | 640 | 0,03-0,05**) |
| ferroxcube 4E | $Ni^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ | − 27 | 0,33 $(1-p)$ | $\geqq10^4$ | 590 | 0,14-0,20**) |
| kobaltferriet | $Co^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ | ca. −200 | 0,54 $(1-p)$ | $\geqq10^4$ | 510 | — |

*) Afhankelijk van de mechanische en thermische behandeling der lamellen.

**) Afhankelijk van de porositeit, d.w.z. van de sintertemperatuur. De vermelde hoogste waarde treedt op bij een bepaalde optimale porositeit ($p_1$ in tabel II). De voor ferroxcube 4A en 4E vermelde laagste waarden zijn die van het thans beschikbare handelsmateriaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



teit". In het $\varepsilon$-$H$ diagram wordt een overeenkomstig lusje beschreven. Bij deze variaties van $B$ en $\varepsilon$ is ondersteld dat op de staaf niet tevens een uitwendige trekspanning $\sigma$ werkt. De hellingen van de

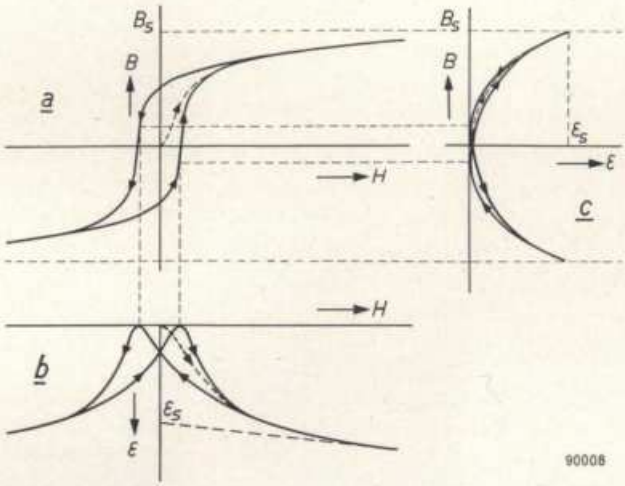



Fig. 2. *a*) $B$ als functie van $H$; *b*) $\varepsilon$ als functie van $H$; *c*) $\varepsilon$ als functie van $B$. Zowel de hysteresislussen als de maagdelijke krommen zijn getekend (statisch gedrag).

lusjes duiden wij daarom aan met $(\partial B/\partial H)_\sigma = \mu^\sigma$ resp. $(\partial \varepsilon/\partial H)_\sigma = d$ [8]). Men kan ook $H$ laten variëren en tegelijkertijd de staaf, bijvoorbeeld door deze in te klemmen, aan dusdanige krachten onderwerpen dat geen lengteverandering $\varepsilon$ kan optreden. De permeabiliteit krijgt dan een andere waarde, die we aanduiden met $(\partial B/\partial H)_\varepsilon = \mu^\varepsilon$. In het ongelijk zijn van $\mu^\sigma$ en $\mu^\varepsilon$ komt het piëzomagnetische gedrag

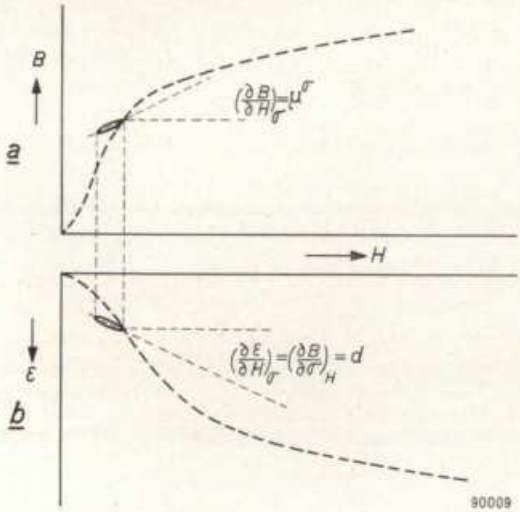



Fig. 3. Dynamisch gedrag van $B$ en $\varepsilon$ als functie van $H$ voor piëzomagnetisch materiaal.

van het materiaal tot uiting. Daarbij is $\mu^\sigma > \mu^\varepsilon$. Stelt men de staaf, uitgaande van een toestand waarin $B = B_0$, $H = H_0$, bloot aan een wisselend magnetisch veld met amplitude $\hat{H}$, dan is in ongeklemde toestand de maximale magnetische energie $\frac{1}{2}\mu^\sigma \hat{H}^2$, in geklemde toestand slechts $\frac{1}{2}\mu^\varepsilon \hat{H}^2$. In het eerste geval is echter inwendig elastische energie toegevoerd ten bedrage van $\frac{1}{2}(\mu^\sigma - \mu^\varepsilon)\hat{H}^2$. Het quotiënt

$$k^2 = \frac{\mu^\sigma - \mu^\varepsilon}{\mu^\sigma} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

geeft blijkens het bovenstaande de fractie van de magnetische energie aan die omgezet kan worden in mechanische energie. De wortel uit deze grootheid, dus $k$, is de in tabel I reeds vermelde magnetomechanische of piëzomagnetische koppelingscoëfficiënt. Voor ferrieten kan $k^2$ tot 0,10 bedragen.

De grootheid $k^2$ moet wèl worden onderscheiden van het later te bespreken elektro-akoestische rendement $\eta_{ea}$ (percentage van het toegevoerde elektrische vermogen dat omgezet wordt in akoestisch vermogen), dat waarden nabij 100% kan bereiken.

Men kan natuurlijk ook de staaf, zonder dat er een magnetisch veld op werkt, aan een uitwendige trekspanning $\sigma$ onderwerpen. Op deze wijze kan men de elastische slapheid bepalen. Daar dit gebeurt bij constante $H$, duidt men de desbetreffende grootheid aan met $(\partial \varepsilon/\partial \sigma)_H = 1/E^H$. Geschiedt de bedoelde uitrekking bij een staaf die zich in de maagdelijke toestand bevindt ($H_0 = 0$, $B_0 = 0$), dan gebeurt er ogenschijnlijk verder niets. De macroscopische inductie is en blijft nul. Gaat men echter uit van een gemagnetiseerde toestand ($B_0 \neq 0$), dan heeft de uitrekking tevens een verandering van de inductie ten gevolge. De desbetreffende grootheid $(\partial B/\partial \sigma)_H$ blijkt even groot te zijn als de boven besproken grootheid $(\partial \varepsilon/\partial H)_\sigma$, zodat eveneens $(\partial B/\partial \sigma)_H = d$. Wil men de verandering van de inductie door de uitrekking beletten, dan moet men de staaf omgeven met een spoel zonder weerstand, die kortgesloten is. In de wikkelingen van deze spoel zullen dan automatisch zodanige stromen ontstaan dat $B$ constant blijft. De desbetreffende slapheid $(\partial \varepsilon/\partial \sigma)_B = 1/E^B$ verschilt van de zoëven besproken slapheid $1/E^H$ en wel is $1/E^H > 1/E^B$. Het blijkt dat ook

$$k^2 = \frac{1/E^H - 1/E^B}{1/E^H} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Wegens het optreden van magnetische en elastische verliezen bij magnetische resp. mechanische

[8]) Overeenkomstig de in de V.S. voor het analoge piëzoëlektrische geval gestandaardiseerde schrijfwijze plaatsen wij bij de grootheden $\mu$ en $E$ (permeabiliteit en elasticiteitsmodulus) die variabele die gelijk aan nul of, in het algemene geval, constant gehouden wordt, als index bovenaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



wisselbelasting, zijn de grootheden $\mu^{\sigma}$, $\mu^{\varepsilon}$, $1/E^{H}$ en $1/E^{B}$ complex [9]). In *fig. 4* zijn de reële delen $\mu^{\sigma\prime}$, $\mu^{\varepsilon\prime}$, $1/E^{H\prime}$ en $1/E^{B\prime}$ van deze grootheden alsmede de reële delen $d'$ en $k'$ van $d$ en $k$, uitgezet als functie van $B_0/B_s$.

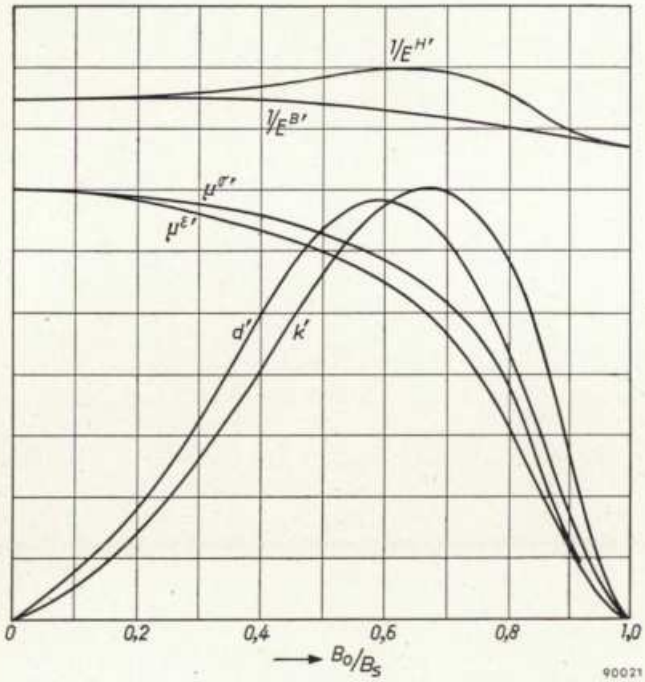



Fig. 4. Schematisch verloop van $\mu^{\sigma\prime}$, $\mu^{\varepsilon\prime}$, $1/E^{H\prime}$ en $1/E^{B\prime}$ alsmede van de gevoeligheidsconstante $d'$ en de koppelingscoëfficiënt $k'$ als functie van $B_0/B_s$ voor een ferroxcube.

## Gedrag van piëzomagnetische trillers in het resonantiegebied

De hoofdvormen van de piëzomagnetische trillers zijn de staaftriller en de ringtriller, die bestaan uit een kern in de vorm van een staaf, resp. ring, van piëzomagnetisch materiaal, omgeven met een wikkeling. De kern kan, als ieder vast lichaam, vrije elastische trillingen uitvoeren met een reeks trillingsvormen en bijbehorende karakteristieke frequenties. Wij beperken ons hier tot de grondfrequentie. Bij de grondfrequentie van de staaf met open wikkeling (dus zonder wisselend magneetveld) behoort een longitudinale trilling van zodanige vorm, dat in het midden een bewegingsknoop (deformatiebuik) en aan de uiteinden bewegingsbuiken (deformatieknopen) ontstaan. De lengte $l$ van de staaf komt overeen met een halve golflengte. Bedenkt men dat het produkt van frequentie en golflengte gelijk is aan de geluidssnelheid $v = (E^{H\prime}/\varrho)^{1/2}$, dan vindt men voor de frequentie van de vrije trilling:

$$f^{H} = \frac{1}{2l}\left(\frac{E^{H\prime}}{\varrho}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad . \; . \; . \; . \quad (3a)$$

waarbij $\varrho$ de soortelijke massa voorstelt.

In het geval van de ring behoort bij de grondfrequentie een trilling waarbij de vorm van de ring niet verandert maar de diameter $2R$ een periodieke functie is van de tijd. Voor de ring geldt dat

$$f^{H} = \frac{1}{2\pi R}\left(\frac{E^{H\prime}}{\varrho}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad . \; . \; . \; . \quad (3b)$$

In formule (3a) moet men voor $E^{H\prime}$ niet invullen de bovenbesproken waarde, die men vindt bij homogene deformatie, maar een soort gemiddelde waarde, die iets groter is dan $E^{H\prime}$. Dit hangt daarmee samen dat de wisselinductie langs de staaf nagenoeg constant is, terwijl de wisseldeformatie een sinusvormige functie is van de plaats.

Men kan de staaf resp. de ring ook elastisch laten trillen met kortgesloten wikkeling. In dat geval is $B$ constant en $v = (E^{B\prime}/\varrho)^{1/2}$. De corresponderende trillingsfrequentie is voor de staaf:

$$f^{B} = \frac{1}{2l}\left(\frac{E^{B\prime}}{\varrho}\right)^{\frac{1}{2}}, \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4a)$$

en voor de ring:

$$f^{B} = \frac{1}{2\pi R}\left(\frac{E^{B\prime}}{\varrho}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad . \; . \; . \; . \quad (4b)$$

De frequenties $f^{H}$ en $f^{B}$ liggen dicht bij elkaar, en wel is

$$\frac{f^{B} - f^{H}}{f^{B}} \approx \tfrac{1}{2}|k^{2}|/\varphi, \quad . \; . \; . \quad (5b)$$

waarin $\varphi \approx \pi^2/8$ voor de staaf en $\varphi = 1$ voor de ring.

Laat men door de wikkeling een wisselstroom gaan, dan zal ten gevolge van het piëzomagnetisch effect de lengte van de staaf resp. de diameter van de ring een periodieke functie zijn van de tijd. De staaf resp. de ring voeren dan een gedwongen trilling uit, waarvan de amplitude in het resonantiegebied, ten gevolge van „opslingeren", groot kan zijn vergeleken met die buiten resonantie.

Het gedrag in het resonantiegebied kan men nagaan door de impedantie $Z$ of de admittantie $Y$ $(= Z^{-1})$ als functie van de frequentie te meten. In *fig. 5* zijn de absolute waarde $|Z|$ en $|Y|$ als functie van $f$ uitgezet. Men ziet dat $|Z|$ een maximum heeft bij de frequentie $f_r$ („resonantiefrequentie")

[9]) Zij zijn dus van de gedaante $a = a' - ja'' = a'(1-j\delta)$. Hierbij is steeds $a'' \ll a'$ en dus de verlieshoek $\delta \ll 1$. Verder is $|a| = \sqrt{a'^2 + a''^2} \approx a'$. De later nog te noemen mechanische en magnetische kwaliteitsfactoren $Q$ zijn gedefinieerd door $Q = 1/\delta$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



en een minimum bij de frequentie $f_a$ („anti-resonantiefrequentie"). Bij $|Y|$ zijn maximum en minimum uiteraard verwisseld. Indien de maximale waarde van $|Z|$ vele malen (b.v. $>10$ maal) groter is dan de waarde buiten resonantie, dan is bij grote benadering $f_r = f^H$ en $f_a = f^B$. Tussen $f_r$ en $f_a$ bestaat dus eveneens de betrekking

$$\frac{f_a - f_r}{f_a} \approx \tfrac{1}{2}|k^2|/\varphi. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Het bovenstaande geldt indien de triller niet straalt, dus als de trilling plaats heeft in lucht (de straling is dan te verwaarlozen) of in vacuüm, en indien de wikkeling zo is aangebracht dat de kern vrij van de wikkeling kan trillen. Is de triller in aanraking met een vloeistof, dan worden daarin akoestische golven opgewekt. De triller is dan veel sterker gedempt. Een innig contact tussen trillerlichaam en wikkeling, en in het geval van een gelamelleerde kern wrijving tussen de lamellen, kunnen ook bijdragen tot de demping.

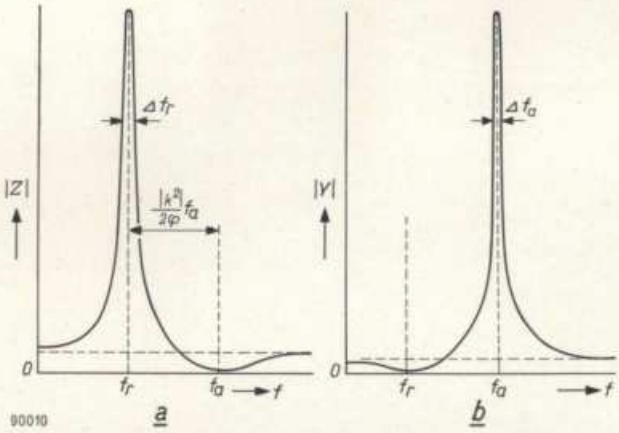



Fig. 5. Absolute waarden van de impedantie $Z$ en de admittantie $Y$ van een ferroxcubetriller (in lucht) als functie van de frequentie $f$. Daarbij is $f_a - f_r \approx f^B - f^H \approx \frac{1}{2}(|k|^2/\varphi) f^B$, waarbij $\varphi = 1$ voor ringtrillers en $\varphi \approx \pi^2/8$ voor halvegolflengtetrillers.

Doordat de vloeistof nabij het buitenoppervlak van de triller met deze meebeweegt, wordt de massa van de triller schijnbaar een weinig vergroot. Ten gevolge daarvan verschuiven de resonantiefrequenties; zij worden iets kleiner. Door de demping worden tegelijkertijd de toppen van $|Z|$ en van $|Y|$ lager en breder.

De demping leidt verder tot energiedissipatie. Van deze dissipatie is slechts de stralingsdissipatie nuttig. De andere dissipaties (magnetisch en elastisch) zijn als verliezen te beschouwen. Zij geven aanleiding tot verwarming van het trillerlichaam en van de wikkeling.

**Enkele gebruikelijke vormen van energie-omzetters**

De boven besproken ring- en staaftrillers worden inderdaad beide in de praktijk toegepast. Bij staaftrillers worden vaak enige staven naast elkaar geplaatst en onderling verbonden door eindplaten. In *fig. 6* zijn schematisch piëzomagnetische energie-omzetters getekend, zoals deze worden gebruikt bij frequenties rond 30 kHz.

Fig. 6*a* stelt een halvegolflengtestraler voor uit piëzomagnetisch metaal, waarbij de lamellering is aangegeven. De dikte van de lamellen bedraagt b.v. bij nikkel ca. 0,1 mm en bij „Alfer" en „Permendur" ca. 0,2 mm.

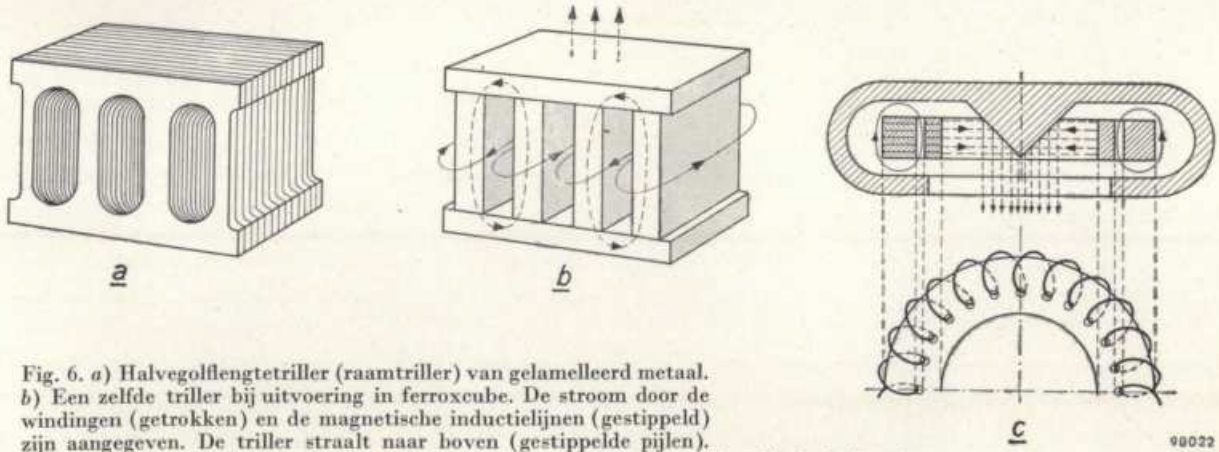



Fig. 6. *a*) Halvegolflengtetriller (raamtriller) van gelamelleerd metaal. *b*) Een zelfde triller bij uitvoering in ferroxcube. De stroom door de windingen (getrokken) en de magnetische inductielijnen (gestippeld) zijn aangegeven. De triller straalt naar boven (gestippelde pijlen). *c*) Ringtriller met conische reflector; in de doorsnede links van de hartlijn is de lamellering van de ring aangegeven, voor het geval dat deze in gelamelleerd metaal is uitgevoerd. De richting van de uitstraling is met gestippelde pijlen aangeduid.

Fig. 6*b* stelt een overeenkomstige ferroxcubetriller voor. De kern is niet gelamelleerd. De benen zijn van sterk-piëzomagnetisch ferroxcube (b.v. nikkelferriet). De eindplaten bestaan uit niet-piëzomagnetisch of zwak-piëzomagnetisch materiaal met grote

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



verzadigingspolarisatie (b.v. mangaanzinkferriet of nikkelzinkferriet). Met het oog op de linearisering wordt, zoals in de inleiding is uiteengezet, een vóórpolarisatie toegepast. De richting van de vóórpolarisatie (eventueel remanente polarisatie) is dezelfde als die van de wisselinductie (in de figuur aangegeven).

In fig. 6*c* is een „ademende" ringstraler met bijbehorende reflector weergegeven (uitvoering in gelamelleerd metaal of in ferroxcube). De wikkeling is zodanig door kanalen in de ring geleid dat het stralende oppervlak (hier het binnenoppervlak) vrij blijft. Er bestaan ook ringtrillers waarbij het buitenoppervlak straalt.

*Fig. 7* is een foto van halvegolflengtestralers van ferroxcube, met en zonder wikkelingen.

*Het maximale elektro-akoestische rendement*

Voor een gegeven triller hangen de waarden van de verliezen en van de stralingsdissipatie, dus ook van $\eta_{ea}$, af van de frequentie van het magnetische wisselveld.

In *fig. 8b* is het toegevoerde elektrische vermogen, bij nagenoeg constante spanning ($\hat{V} \sim f^{\frac{1}{2}}$) als functie van de frequentie uitgezet. Deze grootheid kan, zoals fig. 8*a* aangeeft, worden afgeleid uit het complexe diagram van de grootheid $fY$ ($Y$ = admittantie van de triller), welke evenredig is met $1/\mu$ (waarin $\mu$ de complexe permeabiliteit van de triller voorstelt). In fig. 8*a* en *b* is zowel het geval van de triller in lucht als dat van de triller in water getekend.

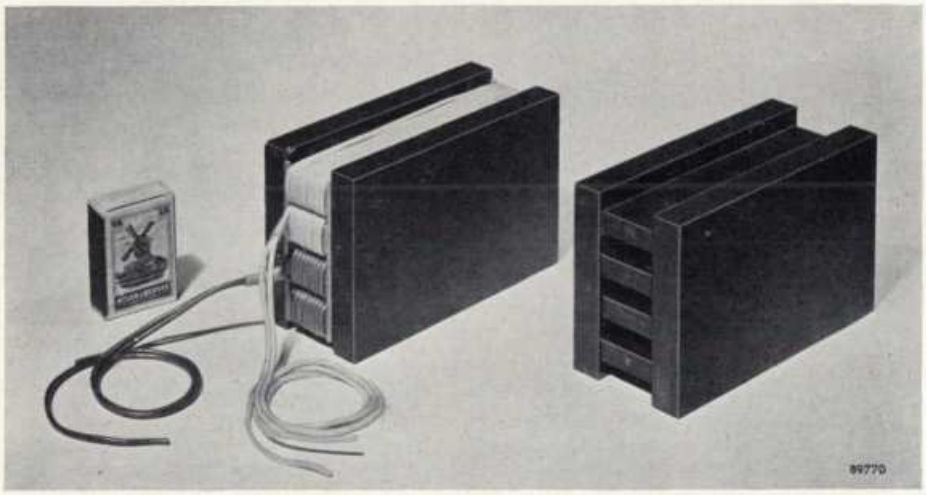


Fig. 7. Foto van een halvegolflengtestraler (raamstraler) van ferroxcube, onbewikkeld en bewikkeld.

**Het opwekken van akoestische golven**

De grootheden waar het bij het opwekken van akoestische golven in een medium op aankomt, zijn: het elektro-akoestische rendement $\eta_{ea}$ en het maximaal uitgestraalde akoestische vermogen.

De verbruikte energie is de som van alle dissipaties. Het akoestische rendement is dus:

$$\eta_{ea} = \frac{\text{stralingsdissipatie}}{\text{som van alle dissipaties}} \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Een hoog rendement is gewenst bij ferroxcubetrillers, niet zozeer uit economische overwegingen, als wel omdat de dissipatie van energie in de triller leidt tot verwarming van het trillerlichaam en dus tot thermische spanningen. In verband met de brosheid van het materiaal zou dit de breukgrens verlagen en daarmee de maximale belastbaarheid. Hierop komen wij straks terug.

Het blijkt nu dat, als de jouleverliezen te verwaarlozen zijn, de hoogste waarde van $\eta_{ea}$ wordt verkregen als de triller gevoed wordt met de frequentie

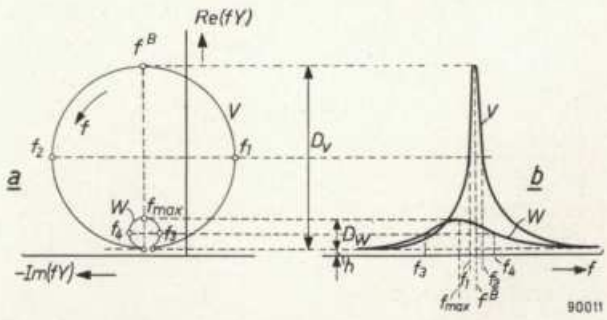



Fig. 8. *a*) Complex diagram van $fY$ met $f$ als parameter, voor een triller in lucht of vacuüm ($V$) en in water ($W$). De verhouding der diameters van de beide cirkels is in werkelijkheid 10 à 100.
*b*) Re($fY$) als functie van $f$. Bij nagenoeg constante spanning ($\hat{V} \sim f^{\frac{1}{2}}$) is Re($fY$) evenredig met het aan de triller toegevoerde elektrische vermogen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023


$f_{max}$ ($\approx f^B \approx f_a$) waarbij $\mathrm{Re}(fY)$ maximaal wordt [10] [11]). In het vervolg onderstellen wij dat dit steeds het geval is. Daarbij is dan [12]):

$$\eta_{ea\,max} = \frac{D_w}{h + D_w} \frac{D_v - D_w}{D_v} \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Op de afleiding van deze formule kan hier niet worden ingegaan. $D_v$ en $D_w$ zijn de diameters van de admittantiecirkels indien de compleet gemonteerde triller is opgesteld respectievelijk in lucht (of vacuüm) en in water; $h$ is de kleinste afstand van de admittantiecirkel tot de imaginaire as (zie fig. 8*b*). $D_v$ en $D_w$ zijn evenredig met $|k^2|$, voorts is $D_v$ evenredig met de mechanische kwaliteitsfactor (zie [9])), en $h$ is omgekeerd evenredig met de zg. magnetische kwaliteitsfactor, zodat $\eta_{ea\,max}$ toeneemt met toenemende mechanische en magnetische kwaliteit en met toenemende $k$.

Vergelijkt men trillers van verschillende afmetingen, waarbij de werkfrequentie ($= f_{max}$) dus ook varieert, dan kan men $\eta_{ea\,max}$ uitzetten als functie van deze frequentie. Het verloop van $\eta_{ea}$ hangt dan nog af van de trillervorm en het piëzomagnetische materiaal en bovendien nog in geringe mate van het uitgezonden vermogen. In *fig. 9* is $\eta_{ea\,max}$, voor trillers van de in fig. 6*a, b* weergegeven vorm, als functie van $f_{max}$ globaal uitgezet voor metallische materialen, bij een stralingsintensiteit van 0,5 tot 5 W/cm², en voor goede ferroxcubesoorten, bij intensiteiten $<2$ W/cm² en $>2$ W/cm². Duidelijk blijkt dat reeds bij frequenties groter dan 20 kHz ferroxcube te prefereren is boven metaal. Dit gunstige gedrag wordt veroorzaakt door het ontbreken van wervelstroomverliezen en wrijvingsverliezen in de lamellen.

*De maximale belastbaarheid van ferroxcubestralers*

Een tweede belangrijke punt bij het opwekken van akoestische golven is de maximale belastbaarheid. Deze wordt bepaald door de sterkte van het materiaal, dat bij het trillen beurtelings op trek en druk wordt belast. Nu is bekend dat de treksterkte van keramische materialen een factor 10 tot 30 kleiner is dan de druksterkte, zodat de treksterkte de bepalende grootheid is. Een indruk van de treksterkte kan men verkrijgen uit buigproeven, die gemakkelijk te nemen zijn. Zowel de treksterkte als de buigsterkte en de druksterkte dalen met toenemende porositeit $p$ (poriënvolume/totaal volume).

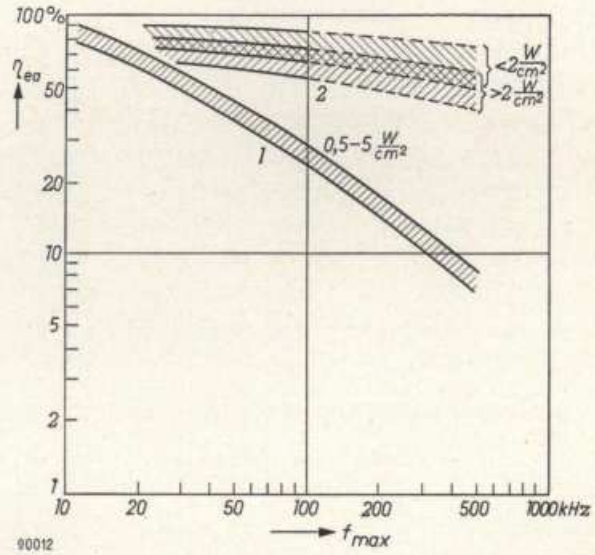



Fig. 9. Elektro-akoestisch rendement $\eta_{ea}$ van trillers, continu werkend (steeds aangedreven bij hun optimale frequentie $f_{max}$), als functie van $f_{max}$; krommen *1* voor metalen, 0,5-5 W/cm² (gegevens uit literatuur), krommen *2* voor ferroxcube, $<2$ W/cm² en $>2$ W/cm² (boven 100 kHz zijn slechts weinig metingen verricht).

Dit is te zien in *fig. 10*, waarin voor ferroxcube 4 de druksterkte en de treksterkte (deze laatste uit buig- en uit trekproeven) zijn uitgezet als functie van $p$. Men ziet dat de uit buigproeven berekende treksterkte bij dichte ferrieten iets te groot, bij poreuze ferrieten iets te klein uitvalt, vergeleken met de treksterkte zoals die volgt uit zeer zorgvuldig verrichte trekproeven. Bij de toepassing van deze gegevens moet men er nog rekening mee houden dat bij keramische materialen de treksterkte een

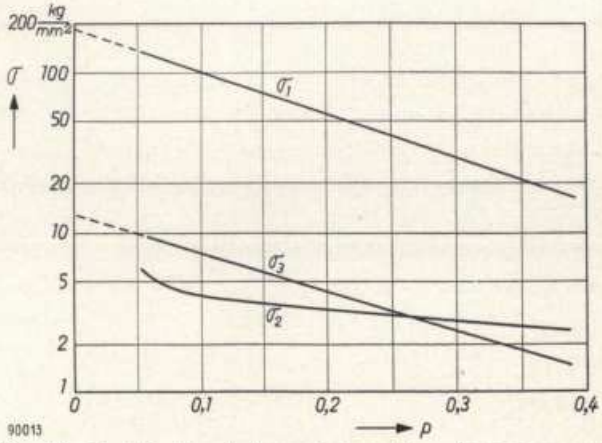



Fig. 10. Druksterkte ($\sigma_1$) en treksterkte uit trekproeven ($\sigma_2$) en uit buigproeven ($\sigma_3$) als functie van de porositeit $p$. De krommen voor diverse ferroxcubesoorten vallen ongeveer samen.

[10]) Y. Kikuchi en H. Shimizu, On the „B-type" resonance of magnetostriction and electrostriction transducers, Sci. Rep. Res. Insts. Tôhoku Univ. (B) **4**, 173-203, 1952.

[11]) H. Thiede, Untersuchungen an Ferriten auf ihre Eignung als Flüssigkeitsschallwandler, Acustica **4**, 532-536, 1954; zie ook het in noot [3]) aangehaalde werk van Hunt, blz. 122 e.v.

[12]) Design and construction of magnetostriction transducers, Summary Technical Report, Div. 6, NDRC, Vol. 13, Washington (D.C.) 1946, blz. 59 (PB Report, No. 77 669).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



functie is van de doorsnede — of beter van het volume — van het materiaal, omdat in wezen de breuk van keramische materialen een statistisch verschijnsel is, dat bepaald wordt door de zwakste plek in het belaste volume: de kans op een zwakke plek wordt met toenemend volume groter. Er zijn diverse aanwijzingen dat men de treksterkte uit fig. 10 door een factor 2 à 3 moet delen om de waarde bij zeer grote doorsneden te vinden.

In de praktijk is gebleken [13]) dat zelfs staven uit ferroxcube 4D, dat niet speciaal voor piëzomagnetische toepassingen is vervaardigd, bij een lengte van 6 cm en een doorsnede van 2 cm² en met een, in dit verband ongunstige, hoge porositeit ($p = 0{,}20$) bij een frequentie van 40 kHz aan ieder uiteinde een intensiteit van 8 W/cm² continu kunnen leveren met een rendement $>0{,}7$.

Men mag veilig aannemen dat men door oordeelkundige materiaalkeuze (kleinere $p$ en grotere $k$, en dus grotere $\eta_{\text{ea max}}$, met behoud van homogeniteit) een continue emissie van minstens 10 W/cm² bij 50 kHz zal kunnen bereiken zonder noemenswaardige kans op breuk. Systematische proeven hierover zijn nog in gang. Als vuistregel kan men stellen dat bij continue belasting de intensiteit maximaal $15(1-2p)$ W/cm² bedraagt.

Dergelijke vermogens zijn voor velerlei praktische toepassingen volkomen bevredigend. Past men, in plaats van continue belasting, pulserende belasting toe (waardoor temperatuurgradiënten in het materiaal en dus thermische spanningen worden vermeden), dan kan men bij grote ferroxcubestralers in water toelaatbare emissies van 15-20 W/cm² verwachten.

*Ferroxcubesoorten die geschikt zijn voor ultrasone stralers*

Wij hebben reeds gezien dat de porositeit van de keramische stralers een beperkende rol speelt bij de belastbaarheid. Het zal echter duidelijk zijn dat men er allereerst zorg voor moet dragen dat het materiaal bij redelijke sterkte van het magnetische wisselveld langs piëzomagnetische weg inderdaad zodanig gedeformeerd wordt dat de breukgrens de bepalende factor wordt. Praktisch betekent dit dat bij resonantie een deformatieamplitude $\hat{\varepsilon} = 10^{-4}$ moet optreden. Onderstelt men dat men buiten resonantie bij de vóórgemagnetiseerde triller een deformatieamplitude van ongeveer één derde van de verzadigingsmagnetostrictie $\varepsilon_s$ nog met redelijke veldsterkten kan opwekken, dan betekent dit, in verband met de „opslingeringsfactor", die 15-45 bedraagt, dat $|\varepsilon_s| \geqq 10 \times 10^{-6}$ moet zijn.

Ferroxcubematerialen zoals die tot nu toe in de handel verkrijgbaar zijn, worden bereid met het oog op optimale waarden van bepaalde magnetische eigenschappen. Men moet zich dus in het geheel niet verwonderen wanneer zij niet tegelijkertijd de gunstigste eigenschappen voor piëzomagnetische toepassingen bezitten.

Zo is bij voorbeeld (zie *tabel II*) voor de in de handel zijnde materialen met de hoogste verzadigingsmagnetostrictie de porositeit zeer groot, en dientengevolge zijn de belastbaarheid en de piëzomagnetische koppelingscoëfficiënt kleiner dan bij dichtere preparaten het geval zou zijn. In *fig. 11* is aangegeven de verbetering van de koppelingscoëfficiënt bij remanentie die bereikt werd door aan de materialen de nagenoeg gunstigste dichtheid te geven met behulp van speciale bereidingsmethodes (hogere sintertemperatuur). Nog hogere waarden van de koppelingscoëfficiënt bij remanentie worden bereikt door kleine wijzigingen in de chemische samenstelling, namelijk door toevoeging van kobalt, waarop wij in het laatste hoofdstuk terugkomen.

Deze verbeterde materialen zullen in de handel worden gebracht zodra de vraag ernaar fabricage in grote kwantiteiten rechtvaardigt.

**Tabel II.** Verzadigingsmagnetostrictie bij kamertemperatuur ($\varepsilon_s$) en curietemperatuur ($T_c$)*) van nikkelzinkferrieten $Ni_{1-y}Zn_yFe_2O_4$. In de vijfde kolom is het overeenkomstige handelsferroxcube aangegeven, onder $p$ de globale porositeit daarvan en onder $p_1$ de globale porositeit die vereist wordt ter verkrijging van maximale waarden van $|k_{\text{rem}}|$. Bij afwezigheid van poriën is de soortelijke massa ca. 5350 kg/m³.

| $y$ | $10^6\varepsilon_s$ | $T_c$ (°C) | $J_s$ (Wb/m²) | soort ferrox-cube | $p$ | $p_1$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | −27 | 590 | 0,33 (1−$p$) | 4E | 0,25 | 0,12 |
| 0,20 | −21 | 490 | 0,47 (1−$p$) | 4D | 0,20 | 0,09 |
| 0,35 | −16 | 400 | 0,52 (1−$p$) | 4C | 0,15 | 0,07 |
| 0,50 | −11 | 290 | 0,49 (1−$p$) | 4B | 0,11 | 0,06 |
| 0,65 | −5 | 190 | 0,40 (1−$p$) | 4A | 0,08 | 0,05 |

*) Met curietemperatuur wordt hier niet bedoeld de temperatuur waarbij $\mu$ sterk daalt, maar die waarbij de verzadigingspolarisatie ongeveer nul wordt.

In vele gevallen, b.v. bij hoge stralingsintensiteiten, is niet een zo groot mogelijke waarde van de koppelingscoëfficiënt bij remanentie vereist, doch een zo groot mogelijke waarde van $|k|$ bij de optimale vóórpolarisatie, $J_0 \approx 0{,}7\ J_s$ (zie fig. 4). Tevens is daarbij een zo groot mogelijke waarde van de treksterkte vereist. Om beide redenen moet men het

[13]) U. Enz, Erzeugung von Ultraschall mit Ferriten, dissertatie E.T.H. Zürich 1955 (blz. 45).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



ferriet een zo groot mogelijke dichtheid geven, hetgeen bereikt kan worden òfwel door het sinterproces bij een zeer hoge temperatuur te doen verlopen, òf door een gedeelte van het nikkel (en zink) te vervangen door koper [14]).

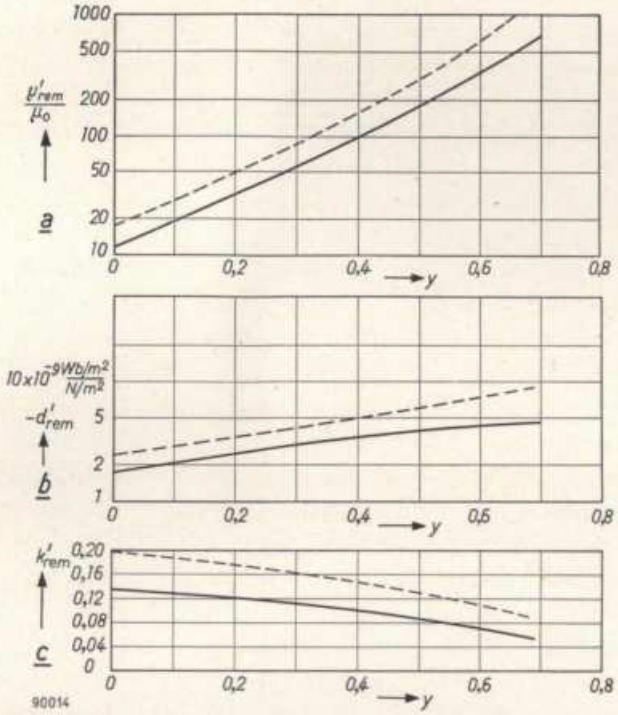



Fig. 11. Waarden bij remanentie van *a*) de relatieve permeabiliteit ($\mu'_{rem}/\mu_0$), *b*) de gevoeligheidsconstante ($d'_{rem}$) en *c*) de koppelingscoëfficiënt ($k'_{rem}$), voor diverse ferroxcube 4-soorten $Ni_{1-y}Zn_yFe_2O_4$ als functie van het zinkferrietgehalte *y*. Getrokken krommen: handelsferroxcube, gestippelde krommen: speciaal bereide ferroxcubesoorten met kleine porositeit.

## Het detecteren van akoestische golven

De halvegolflengtetrillers (raamtrillers) en ringtrillers, zoals in fig. 6 getekend, worden ook gebruikt voor het detecteren van akoestische golven. Een veel voorkomende vorm is ook de cilindrische ontvanger, die men beschouwen kan als een ring waarvan de hoogte groot is vergeleken met de diameter. Deze ontvanger is in een wijd frequentiegebied sterk richtinggevoelig.

Wil men een enkele frequentie ontvangen, dan zal men zorgen dat de mechanische resonantiefrequentie van de ontvanger daarmee samenvalt. Wil men een brede frequentieband detecteren, dan kiest men de resonantiefrequentie zo dat ze hoger is dan de hoogste te ontvangen frequentie, omdat de spectrale gevoeligheid dan niet sterk van de frequentie afhangt ($\sim f$).

De belangrijkste grootheid bij het detecteren is het reeds hierboven ingevoerde quotiënt $(\partial B/\partial\sigma)_H = d$, dat de inductieverandering in het materiaal onder invloed van een uitwendige kracht bepaalt. Men noemt $d$ gewoonlijk de „gevoeligheidsconstante".

Toch is de grootheid $d$ niet altijd bepalend voor de gevoeligheid van de detector. Dit hangt samen met het feit dat in de reeks der NiZn-ferrieten (de ferroxcube 4-materialen) de permeabiliteit $\mu$ toeneemt met toenemende $d$ en daarmee, bij gelijkblijvend windingsgetal $n$, de zelfinductie $L_w$ van de wikkeling.

De grootheid waar het om gaat is de verhouding van de amplitude $\hat{V}$ van de open spanning tot de amplitude $\hat{\sigma}$ van de druk van de opvallende golf:

$$\frac{\hat{V}}{\hat{\sigma}} = \frac{\omega n A \hat{B}}{\hat{\sigma}} = \omega n A|d|, \quad \ldots \quad (9)$$

waarin $A$ de oppervlakte van de dwarsdoorsnede voorstelt.

Nu mag de trillingsfrequentie van de kring, gevormd door de zelfinductie $L = L_w + L_s$ (waarin $L_s$ een eventuele spreidingszelfinductie voorstelt) en de capaciteit $C_0$ van de aansluitkabel enz.,

$$f_{el} = \frac{1}{2\pi(LC_0)^{1/2}}, \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

niet dalen beneden de waarde van de hoogste frequentie waarbij (of tot waartoe) men de ontvanger wil gebruiken. De reden hiervan is dat bij frequenties $> f_{el}$ de capaciteit $C_0$ het signaal kort zou sluiten.

Indien $L_s$ mag worden verwaarloosd, is dus $L_w$ ($\approx L$) als gegeven te beschouwen. Daar $L_w$ evenredig is met $n^2\mu$, is hierdoor het produkt $n^2\mu$ vastgelegd, zodat $n$ evenredig is met $\mu^{-1/2}$. Bij verwaarlozing van de spreiding wordt dus volgens (9) de gevoeligheid van de detector bepaald door $d/\mu^{1/2}$. Dit maakt dat men niet $d$ maar de koppelingscoëfficiënt

$$k = d(E^H/\mu^\sigma)^{1/2}, \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

als bepalende grootheid mag beschouwen; $E^H$, de elasticiteitsmodulus, is namelijk voor alle dichte NiZn-ferrieten ongeveer even groot.

[14]) Y. Kikuchi c.s., Study on ferrites for the use in magnetostriction vibrators, Part II. Ni-Cu Ferrite, Sci. Rep. Res. Insts. Tôhoku Univ. (B)**7**, 171-178, 1955; zie ook: L. G. Van Uitert, Nickel-copper ferrites for microwave applications, J. appl. Phys. **27**, 723-727, 1956 (no. 7).

Indien $L_s$ een belangrijk deel van $L$ dreigt te worden, zoals het geval is bij lange dunwandige cilindrische ontvangers (line type hydrophone), is men gedwongen een materiaal te kiezen met grote $\mu$. In dat geval is $d$ wèl min of meer de bepalende grootheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Het relatieve verloop van $d$ en $k$ als functie van $B_0$ is reeds eerder besproken (zie fig. 4). De absolute waarden van $d$ en $k$ bij NiZn-ferrieten hangen af van het Zn-gehalte (fig. 11). Hieruit ziet men dat, als $k$ de bepalende grootheid is, nikkelferriet de voorkeur verdient boven nikkelzinkferrieten.

Bij metalen, b.v. bij „Permendur", vindt men een waarde van de koppelingscoëfficiënt bij remanentie $|k_{rem}|$ in de buurt van 0,25. Dergelijke waarden kan men bij een geschikte materiaalkeuze (zie hiervoor het volgende hoofdstuk) ook met ferroxcubetrillers verkrijgen, zodat ook voor het detecteren van akoestische golven, waarbij veelal bij remanentie gewerkt wordt, de ferrieten de vergelijking met metalen kunnen doorstaan.

**Invloed van kobalt op de eigenschappen van ferroxcube als piëzomagnetisch materiaal**

Wij bespreken tot slot de toepassing van ferroxcube in filterelementen, b.v. voor bandfilters.

Een bandfilter blijkt te kunnen worden samengesteld uit een aantal $L$'s en $C$'s en een of meer trillers. In *fig. 12* is een voorbeeld van een dergelijk filter gegeven. Het doel van het filter is, in een beperkt (meestal niet zeer smal) frequentiegebied een grote doorlating te verkrijgen en daarbuiten een kleine doorlating. Daarbij eist men dat de flanken van het doorlatingsgebied zo goed mogelijk onafhankelijk zijn van de temperatuur.

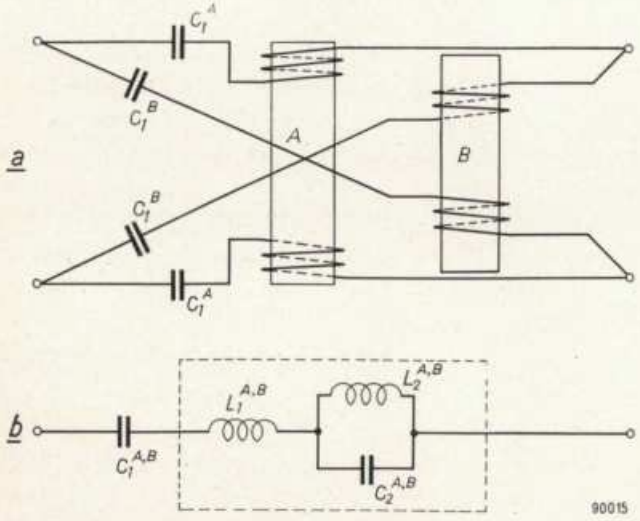



Fig. 12. *a*) Voorbeeld van een bandfilter met ferroxcubetrillers. Ieder der twee kernen draagt twee wikkelingen. De trillers $A$ en $B$ zijn enigszins ongelijk en hebben iets verschillende resonantiefrequentie. (Ontleend aan: C. W. Diethelm, Ferrite als magnetostriktive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente elektrischer Filter, dissertatie E.T.H. Zürich 1951; zie ook Tech. Mitt. PTT **29**, 281-297, 1951.)
*b*) Vervangschema van een van de takken, bij verwaarlozing van magnetische en elastische verliezen.

$$L_1 \sim \mu^s, \qquad L_2 = \frac{k^2}{1-k^2} L_1, \qquad (L_2 C_2)^{-1/2} = 2\pi f^H.$$

De steilheid van de flanken hangt onder andere samen met de breedte van de resonantiepieken, dat wil zeggen met de mechanische kwaliteitsfactor $Q = f/\Delta f$ ($\Delta f$ is het gebied tussen de frequenties waarvoor $|Z|$ resp. $|Y|$ (fig. 5) is gedaald tot ongeveer $1/\sqrt{2}$ van de maximale waarde). Gelamelleerde metalen hebben een sterke mechanische demping en overeenkomstig geringe kwaliteitsfactor $Q$; ze zijn daarom voor piëzomagnetische filterelementen niet geschikt. Bij ferroxcube daarentegen, dat niet behoeft te worden gelamelleerd, heeft men factoren $Q$ die voor deze toepassing ruim voldoende zijn (tussen 2000 en 8000).

De temperatuurvariatie van de ligging van de flanken hangt samen met de temperatuurvariatie van de $f_a$'s en de $f_r$'s van de in het filter gebruikte trillers en met de temperatuurvariatie van de permeabiliteit. Voor normale ferrieten nemen $f_a$ en $f_r$ monotoon af met toenemende temperatuur. Voor commerciële nikkelzinkferrieten, waarbij het gebruikte nikkel gewoonlijk ongeveer een half procent kobalt bevat, is de variatie in het temperatuur gebied 20-50 °C gewoonlijk 0,1-0,25% (stijgend met stijgend zinkgehalte). Voor kobaltvrije ferrieten is de variatie nog groter (ongeveer 0,3%). Al deze variaties zijn veel te groot indien men deze ferrieten in filters zou willen gebruiken.

Het is nu echter gebleken dat voor de diverse ferrieten de temperatuurafhankelijkheid van $f_a$ en $f_r$ en van de permeabiliteit ingrijpend wordt gewijzigd als men aan het ferriet opzettelijk meer kobalt toevoegt [6]) [15]).

In *fig. 13* zijn tegen de temperatuur de procentuele variaties van $f_a$ en $f_r$ bij remanentie uitgezet voor nikkelkobaltferrieten ($Ni_{1-x}Co_xFe_2O_4$) en in *fig. 14* de beginpermeabiliteit van dezelfde ferrieten. Het blijkt dat men een waarde van $x$ kan vinden, waarvoor de variaties zowel van $f_a$ als van $f_r$ bij remanentie tussen 20 °C en 50 °C gelijktijdig kleiner zijn dan 0,03%, terwijl ook de variatie van de reversibele permeabiliteit bij remanentie sterk is gereduceerd. Dit is in de praktijk in vele gevallen voldoende. Bij een iets andere waarde van $x$ wordt de variatie van de beginpermeabiliteit tussen 20 °C en 50 °C minimaal. Een overzicht van de met ringtrillers van $(Ni_{1-y}Zn_y)_{1-x}Co_xFe_2O_4$ (nikkelzinkkobaltferriet) verkregen resultaten is gegeven in *fig. 15*.

De toevoeging van kobalt is tevens gunstig voor het verkrijgen van een zo groot mogelijke koppelings-

[15]) C. M. van der Burgt, Ferrites for magnetic and piezomagnetic filter elements with temperature-independent permeability and elasticity, Conv. on Ferrites, Londen, okt-nov. 1956; verschijnt in Proc. Inst. Electr. Engrs. (B).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



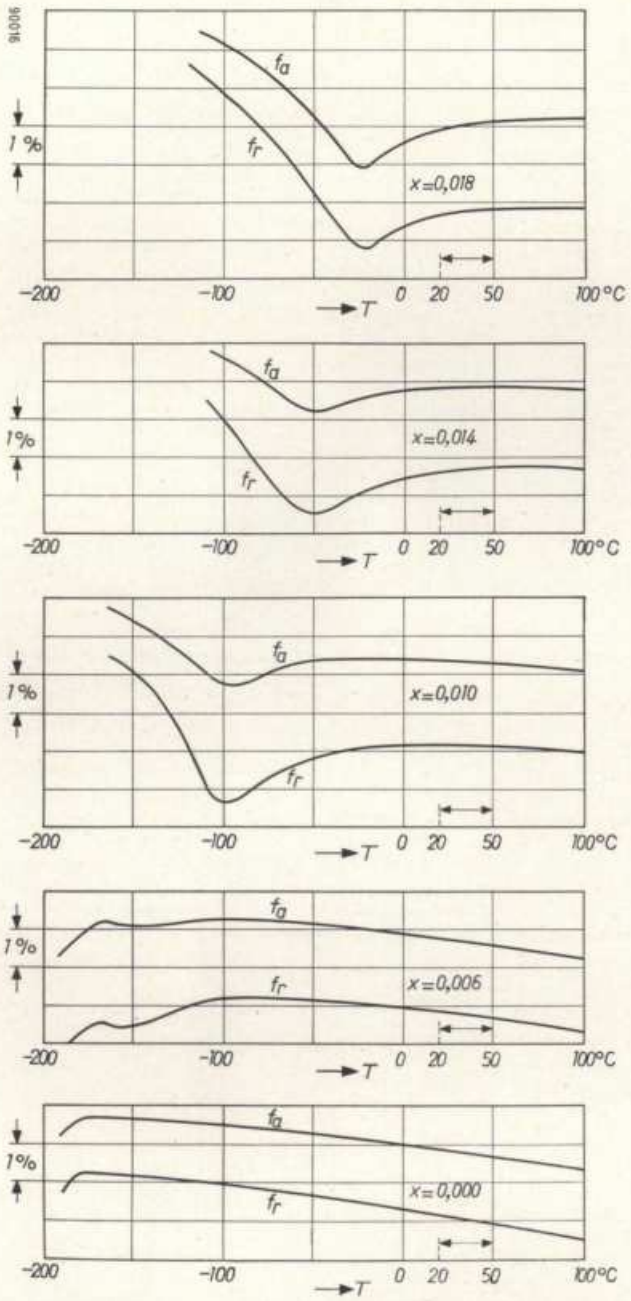



Fig. 13. Gedrag van $f_a$ en $f_r$ (zie fig. 5) als functie van de temperatuur voor nikkelferriet (ferroxcube 4E) met toevoeging van verschillende hoeveelheden kobalt ($Ni_{1-x}Co_xFe_2O_4$). Metingen bij remanentie.

coëfficiënt. In *fig. 16* is de koppelingscoëfficiënt van nikkelkobaltferrieten bij remanentie uitgezet tegen de temperatuur. Hieruit blijkt dat, als men niet in de eerste plaats geïnteresseerd is in de uiterste constantheid als functie van de temperatuur, doch meer in een grote waarde van $k$ bij kamertemperatuur (men denke aan de reeds besproken onderwaterstralers en -ontvangers), nikkelkobaltferrieten vervaardigd kunnen worden die een waarde van $|k_{rem}| > 0{,}22$ vertonen. Bij iets grotere dichtheden wordt een waarde van $|k_{rem}| = 0{,}25$ bereikt. Bij

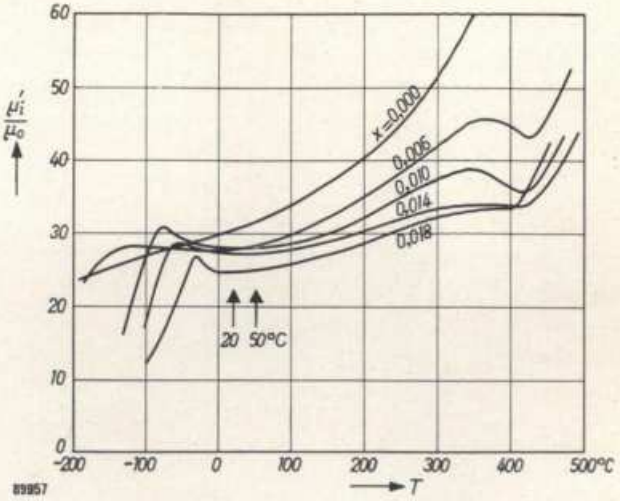



Fig. 14. Gedrag van de relatieve beginpermeabiliteit ($\mu_i'/\mu_0$) als functie van de temperatuur voor nikkelkobaltferrieten ($Ni_{1-x}Co_xFe_2O_4$).

optimale voorpolarisatie (zie fig. 4) komt men dan zelfs tot $|k| = 0{,}30$.

Resumerende kunnen wij vaststellen dat piëzomagnetische ferroxcubesoorten, mits speciaal voor het doel bereid, in plaats van piëzomagnetische metalen met succes gebruikt kunnen worden in ultra-

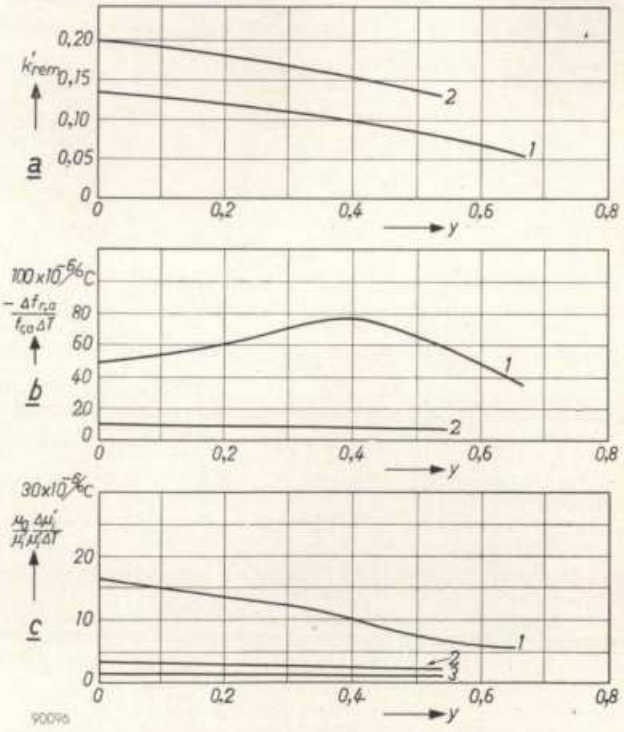



Fig. 15. De voor $(Ni_{1-y}Zn_y)_{1-x}Co_xFe_2O_4$ bereikte verbeteringen van de temperatuurafhankelijkheid (*b* en *c*) en de bijbehorende $k'_{rem}$ (*a*); krommen *1* voor handelsferroxcube; *2* voor ferroxcube met optimale kobalttoevoeging ($x$) met het oog op minimale waarden van $-(\Delta f_{r,a}/f_{r,a}\Delta T)$ bij remanentie; *3* als *2*, doch nu met optimale $x$ met het oog op geringste temperatuurafhankelijkheid van de relatieve beginpermeabiliteit $\mu_i'/\mu_0$, d.w.z. op minimale waarde van $(\mu_0/\mu_i')\,(\Delta\mu_i'/\mu_i'\Delta T)$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



sone trillers. Daarbij komt nog dat deze materialen in vergelijking tot de genoemde metalen slechts kleine hoeveelheden kostbare grondstoffen bevatten.

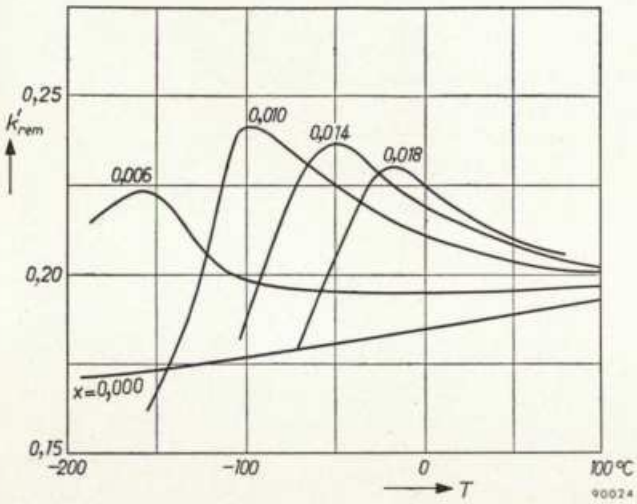



Fig. 16. Gedrag van $k'_{rem}$ als functie van de temperatuur voor nikkelkobaltferrieten ($Ni_{1-x}Co_xFe_2O_4$).

Voor piëzomagnetische filterelementen komen metalen in het algemeen niet in aanmerking door de te geringe mechanische kwaliteitsfactor. Nikkelzinkferrieten zijn hiervoor wel bruikbaar, mits men door toevoeging van kobalt de temperatuurafhankelijkheid voldoende klein maakt.

**Samenvatting.** Voor het opwekken en detecteren van ultrasone golven (b.v. in water) maakt men sinds lang gebruik van piëzomagnetische trillers. In plaats van piëzomagnetische metalen en legeringen komen als kernmateriaal diverse ferroxcubesoorten in aanmerking. De kernen behoeven dan niet te worden gelamelleerd. Na een korte samenvatting van de in dit verband interessante piëzomagnetische grootheden volgt een beschouwing over het tot stand komen van piëzomagnetische trillingen en een beschrijving van enkele gebruikelijke vormen van energieomzetters. Bij het opwekken van akoestische golven is vooral van belang het elektro-akoestische rendement en de belastbaarheid. Het elektro-akoestische rendement (gemeten bij de optimale frequentie) is voor trillerfrequenties boven 20 kHz, door het ontbreken van wervelstroomverliezen en wrijving tussen lamellen, gunstiger voor ferroxcube dan voor metalen. De maximale belastbaarheid blijkt bij continue belasting minstens 10 W/cm² te kunnen zijn. Om deze hoge waarden te kunnen bereiken, heeft men materialen nodig met grote verzadigingsmagnetostrictie, die bovendien door een passende sinterbehandeling weinig poreus zijn en dus een grote treksterkte vertonen. Een grote waarde van de piëzomagnetische koppelingscoëfficiënt en van de mechanische en magnetische kwaliteitsfactoren is gunstig voor het rendement en derhalve, daar men bij een zelfde vermogen minder thermische spanningen krijgt, ook voor de belastbaarheid. Bij impulsvormige belasting, waarbij thermische spanningen geen rol spelen, kan men zelfs een belastbaarheid van 15-20 W/cm² verwachten.

De geschiktheid van ferroxcube als materiaal voor akoestische ontvangers wordt eveneens in het algemeen bepaald door de genoemde koppelingscoëfficiënt.

In tegenstelling met metalen kunnen ferroxcubetrillers ook in elektrische filters worden benut, waar een hoge mechanische kwaliteitsfactor (= 2000 à 8000) gepaard moet gaan met een grote koppelingscoëfficiënt. Voor deze toepassing is slechts een geringe variatie van de resonantie- en antiresonantiefrequentie met de temperatuur toelaatbaar. Door toevoeging van kobalt kan men deze variatie in het interesserende temperatuurgebied (20-50 °C) binnen de gewenste grenzen (0,03%) houden. De toevoeging van kobalt heeft tevens een gunstige invloed op de koppelingscoëfficiënt; de waarde van deze coëfficiënt bij remanentie kan op deze wijze gelijk worden aan die van de beste metalen (0,25).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# RADIOACTIEVE NUCLIDES ALS BRON VAN RÖNTGENSTRALEN

door S. FINE *) en C. F. HENDEE *). 539.167.3:537.531:621.387.4

*Doordat thans op steeds toenemende schaal kunstmatig bereide radioisotopen (radioactieve nuclides) ter beschikking komen, is het mogelijk geworden vele hiervan stelselmatig te gaan gebruiken als bron van straling. In de laatste jaren is men op deze wijze ook nuclides gaan gebruiken die rechtstreeks zachte röntgenstralen uitzenden. De auteurs hebben een onderzoek ingesteld naar alle nuclides van dit soort en zij hebben hieruit een aantal röntgenstralenbronnen ontwikkeld die zeer nuttig zijn gebleken bij de fabricage van (en het werken met) telbuizen voor röntgenstralen.*

## Inleiding

Sedert lange tijd gebruikt men preparaten van natuurlijke of kunstmatige radioactieve stoffen als bron van $\alpha$- en $\beta$-deeltjes en van zeer energierijke fotonen ($\gamma$-stralen). Een klassiek voorbeeld is het natuurlijke radioactieve polonium; preparaten hiervan worden vaak gebruikt om de verschijnselen van de $\alpha$-straling te demonstreren of om toestellen die voor deze straling gevoelig zijn, te controleren. Een jonger lid van dezelfde familie is het kunstmatige radioisotoop van kobalt (Co 60), dat $\gamma$-quanta van 1,17 en 1,33 millioen eV uitzendt. Straling van een dergelijke energie, die b.v. gebruikt wordt voor industrieel röntgenonderzoek en voor therapeutische doeleinden, kan men ook opwekken met röntgenbuizen die op spanningen tot 2 MeV werken, of met betatrons of lineaire elektronenversnellers [1]). Desniettemin is gebleken dat voor vele gevallen de radioactieve $\gamma$-stralenbron een zeer waardevolle aanwinst betekent.

Behalve deeltjes en fotonen van zeer grote energie, worden er bij de desintegratie van radioactieve kernen in sommige gevallen fotonen uitgezonden van geringere energie, b.v. minder dan 100 keV (zachte röntgenstralen). Aangezien men bij het onderzoek van kernprocessen gewoonlijk verschijnselen moet interpreteren waarbij grote energiequanta vrijkomen, heeft men aan verschijnselen met een dergelijke kleine energieomzet weinig aandacht besteed. De laatstgenoemde spelen in kernfysische theorieën vaak slechts de rol van correcties of storingen (achtergrond of ruis).

Pas sinds enkele jaren heeft men opgemerkt dat de emissie van röntgenstralen met geringe energie door sommige radioactieve nuclides in aanmerking komt voor nuttig gebruik [2]), evenals de bovengenoemde emissie van $\gamma$-stralen door b.v. kobalt 60. De belangstelling voor deze mogelijkheid werd gestimuleerd door de ontwikkeling van telbuistechnieken voor het meten van röntgenstralen. Men had voor het beproeven en ijken van proportionele en scintillatietellers, die voor röntgenstralen werden ontwikkeld [3]), zeer stabiele monochromatische röntgenstralingsbronnen nodig. Een nuclide dat röntgenstralen uitzendt, zal, hoewel het niet in alle opzichten zo gemakkelijk regelbaar is en op geen stukken na zoveel straling uitzendt als een moderne röntgengenerator, de laatste toch gewoonlijk aanzienlijk in stabiliteit overtreffen. Zulke stoffen schenen daarom een veelbelovend hulpmiddel voor het werk met röntgentellers.

Op dit principe berustende röntgenstralingsbronnen zijn helaas tot dusver nog niet in de handel verkrijgbaar — klaarblijkelijk een gevolg van de reeds gesignaleerde neiging om in de kernfysica meer op verschijnselen met grote energieomzet te letten. Het leek ons derhalve gewenst de tegenwoordig bekende, kunstmatig bereide radioisotopen speciaal uit het oogpunt van de opwekking van röntgenstralen de revue te laten passeren. Het aldus verkregen overzicht vindt men in dit artikel, tezamen met een bespreking van de verschijnselen

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y., U.S.A.

[1]) Zie b.v. I. Kaplan, Nuclear Physics, Addison-Wesley, Cambridge (Mass.) 1955. Zie ook Philips techn. T. **4**, 161, 1939; **15**, 177, 1953; **17**, 197, 1955.

[2]) G. M. Insch, Phil. Mag. 7, **41**, 857, 1950.
P. Rothwell en D. West, Proc. Phys. Soc. **A63**, 541, 1950.
W. V. Mayneord, Brit. J. Radiol. **25**, 517, 1952.
*Opmerking van de redactie:* Overeenkomstig het voorstel van de International Union of Pure and Applied Physics (zie Ned. T. Natuurkunde **21**, 372, 1955, no. 12) wordt een enkel atoomsoort — atomen identiek wat betreft atoomnummer en massagetal — hier aangeduid als „nuclide" (evenzo in het Engels en het Frans). De naam „isotopen" blijft gereserveerd voor verschillende atoomsoorten met gelijk atoomnummer.

[3]) Zie o.a. P. H. Dowling, C. F. Hendee, T. R. Kohler en W. Parrish, Telbuizen voor röntgenstralen, Philips techn. T. **18**, 264-279, 1956 (no. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



die aan de emissie van röntgenstralen door een radioactieve kern ten grondslag liggen en met een beschrijving van een aantal bronnen die in het Philipslaboratorium te Irvington ontwikkeld en in geregeld gebruik genomen zijn [4]).

**Mechanismes voor het uitzenden van röntgenstralen door radioactieve nuclides**

Er bestaan twee desintegratieprocessen van radioactieve kernen die rechtstreeks tot de uitzending van röntgenstralen leiden [5]):

1) De inwendige omzetting (conversie) van uitgezonden gammastralen.
2) Het opslokken van elektronen uit de schillen.

Beide mechanismes kunnen eenvoudig worden begrepen als wij even in herinnering roepen op welke wijze de karakteristieke röntgenstraling van een atoom ontstaat, b.v. de K-straling: een elektron wordt uit een baan in de K-schil verwijderd, en de aldus verkregen open plaats wordt weer opgevuld door een elektron uit een van de buitenste schillen; elk van de mogelijke overgangen gaat gepaard met de emissie van het energieverschil als een röntgenquantum van de overeenkomstige golflengte. In de trefplaat van een röntgenbuis wordt het verwijderen van een K-elektron (of van een L-elektron als er L-straling wordt uitgezonden, enz.) teweeggebracht door botsing met een bombarderend elektron. Dit nu is anders bij de bovenvermelde mechanismes in een radioactief nuclide.

Bij het eerste mechanisme gaat een kern van een aangeslagen toestand over in zijn grondtoestand en zendt daarbij een gammaquantum uit. Er bestaat een zekere kans dat dit gammaquantum een elektron uit een der schillen van het atoom zal werpen. Het rendement van dit proces (inwendige conversiecoëfficiënt, dat is dus het gemiddeld aantal elektronen dat per gammaquantum wordt uitgeworpen) neemt met het atoomnummer $Z$ en met de levensduur van de aangeslagen toestand toe. Voorts neemt het vrij snel toe met dalende energie van het gammaquantum. Het rendement wordt hoog en kan zelfs vrijwel gelijk aan 1 worden voor kernen in een metastabiele („isomere") aangeslagen toestand, aangezien zulke toestanden zeer lang leven en gewoonlijk geringe aanslagenergieën hebben (kleine gammaquanta). Kernen van dit type kunnen derhalve goede röntgenstralers zijn (hetgeen echter ook nog van andere factoren afhangt, zie hieronder).

In het tweede mechanisme wordt het elektron uit de schil niet uitgeworpen doch door de onstabiele kern opgeslokt. Bij dit proces verliest de kern, met atoomnummer $Z$, een positieve lading, en de röntgenfotonen die vervolgens door opvullen van de lege plaats in de schil worden uitgezonden, zijn karakteristiek voor het nieuwe atoom, met atoomnummer $Z$—1. Dit is dus anders dan bij het eerste mechanisme, waarbij geen verandering van de kernlading optreedt en waarbij het karakteristieke röntgenspectrum van het atoom met atoomnummer $Z$ wordt uitgezonden.

Er zij op gewezen dat men in beide gevallen alleen een karakteristiek röntgenspectrum krijgt, zonder het continuüm van „Bremsstrahlung", dat in röntgenbuizen onvermijdelijk optreedt. Dit is een waardevolle eigenschap voor röntgenstralingsbronnen waarvan men de straling als golflengtestandaard wil gebruiken, b.v. bij spectroscopie met groot scheidend vermogen.

Meestal zijn het K-elektronen die bij de beschreven kernprocessen worden uitgeworpen of opgeslokt, daar deze zich het dichtst bij de kern bevinden. Er bestaat echter ook een eindige kans voor het uitwerpen en opslokken van L-, M-elektronen enz.

**Lijst van nuclides die röntgenstralen uitzenden**

Men kent ongeveer 100 radioactieve nuclides waarvan de desintegratie volgens een der beschreven processen plaatsvindt en die derhalve röntgenstralen uitzenden. De levensduur dezer nuclides varieert van enkele uren tot duizenden jaren, de golflengte van 2,5 tot 0,15 Å (energie 5 tot 80 keV). In *tabel I* is een deel van deze nuclides bijeengebracht, met enkele van hun belangrijkste eigenschappen. De gegevens zijn verzameld uit de literatuur en uit officiële publikaties over isotopen die uit kernreactoren of uit cyclotrons te verkrijgen zijn [6]). Bij het

---

[4]) De inhoud van dit artikel is door de schrijvers ten dele reeds medegedeeld op de Pittsburgh Conf. on Anal. Chem. and Appl. Spectroscopy, febr. 1956.

[5]) Röntgenstralen kunnen ook indirect worden voortgebracht door $\alpha$-, $\beta$- of $\gamma$-stralen, die door een radioactief nuclide worden uitgezonden en die men op een geschikt trefplaatmateriaal laat vallen. Deze methodes zijn reeds lang bekend en worden ook toegepast. Een bespreking door I. Curie en F. Joliot van deze mogelijkheid, met betrekking tot $\alpha$-stralen, dateert reeds van 1931 (J. Phys. Rad. **2**, 20, 1931); voor opwekking door $\beta$-stralen zie L. Reiffel, Nucleonics **13**, no. 3, maart 1955, blz. 22. Hoewel deze methodes zeker niet veronachtzaamd dienen te worden, zullen we ze in dit artikel niet beschouwen.

[6]) J. M. Hollander, J. Perlman en G. T. Seaborg, Table of isotopes, Rev. Mod. Phys. **25**, 469-651, 1953.
A. H. W. Aten Jr. en J. Halberstadt, De produktie van radioisotopen, Philips techn. T. **15**, 317-329, 1953. Dit artikel geeft ook een beknopte uiteenzetting over mogelijke kernreacties en over chemische methodes die bij de scheiding van isotopen worden gebruikt.
J. R. Bradford, Chart of the isotopes, uitg. Harshaw Scientific.
G. Friedländer en M. Perlman, Chart of the nuclides (herzien door J. R. Stehn), uitg. Gen. El. Co., Schenectady.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**Tabel I.** Gedeeltelijke lijst der radioactieve nuclides die röntgenstralen uitzenden, met hun halveringstijden, de kernreacties waardoor zij ontstaan, hun desintegratiemechanisme en de uitgezonden straling. Bij het desintegratiemechanisme duidt EC het opslokken van een elektron door de kern aan (electron capture), IT een inwendige conversie (internal transition), m een metastabiele kern; bij sommige kernen kan, naast het vermelde, ook een ander desintegratiemechanisme optreden ($\beta^+$-emissie), wat eveneens aangegeven is; soms treden verschillende mechanismes nà elkaar op.

| Radioactief nuclide | | Trefplaat | | | Straling | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Symbool en massa-getal | Halverings-tijd (dagen of jaren) | Reactie | Natuurlijk gehalte % | Gehalte van verrijkte preparaten % | Desintegratie-mechanisme | Röntgen-straling (keV van $K\alpha_1$) | Andere uitgezonden stralingen |
| $Be^{7}$ | 53 d | $Li^{7}(d,2n)Be^{7}$ | 92,6 | — | EC | Li 0,052 | $\gamma$ |
| $Ca^{41}$ | $1{,}1\times10^{5}$ j | $Ca^{40}(n,\gamma)Ca^{41}$ | 96,97 | — | EC | K 3,31 | — |
| $V^{49}$ | 1 j | $Ti^{48}(d,n)V^{49}$ | 73,45 | 99,2 | EC | Ti 4,51 | — |
| $Cr^{51}$ | 27 d | $Cr^{50}(n,\gamma)Cr^{51}$ | 4,31 | 88,3 | EC | V 4,95 | $\gamma$ |
| $Mn^{54}$ | 300 d | $Cr^{53}(d,n)Mn^{54}$ / $Fe^{56}(d,\alpha)Mn^{54}$ | 9,55 / 91,68 | 92,1 / 99,9 | EC | Cr 5,41 | $\gamma$ |
| $Fe^{55}$ | 2,94 j | $Fe^{54}(n,\gamma)Fe^{55}$ | 5,84 | 93,3 | EC | Mn 5,90 | — |
| $Co^{57}$ | 270 d | $Fe^{56}(d,n)Co^{57}$ | 91,68 | 99,9 | $\beta^+ \rightarrow$ IT($Fe^{57m}$) | Fe 6,40 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Co^{58}$ | 72 d | $Fe^{57}(d,n)Co^{58}$ | 2,17 | 87,3 | EC, $\beta^+$ | Fe 6,40 | $\gamma$ |
| $Ni^{59}$ | $7{,}5\times10^{5}$ j | $Ni^{58}(n,\gamma)Ni^{59}$ | 67,76 | 99,3 | EC | Co 6,93 | — |
| $Zn^{65}$ | 250 d | $Zn^{64}(n,\gamma)Zn^{65}$ / $Cu^{65}(d,2n)Zn^{65}$ | 48,89 / 30,9 | 93,4 / 98,2 | EC, $\beta^+$ | Cu 8,05 | $\gamma$ |
| $Ge^{71}$ | 11,4 d | $Ge^{70}(n,\gamma)Ge^{71}$ | 20,55 | 88,1 | EC | Ga 9,25 | — |
| $As^{73}$ | 76 d | $Ge^{72}(d,n)As^{73}$ | 27,37 | 89,2 | EC | Ge 9,89 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Se^{75}$ | 127 d | $Se^{74}(n,\gamma)Se^{75}$ | 0,87 | 33,1 | EC | As 10,54 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Y^{88}$ | 105 d | $Sr^{88}(d,2n)Y^{88}$ | 82,56 | 99,7 | EC, $\beta^+$ | Sr 14,16 | $\gamma$ |
| $Mo^{93}$ | >2 j | $Mo^{92}(n,\gamma)Mo^{93}$ | 15,86 | 95,5 | EC | Nb 16,61 | — |
| $Tc^{95}$ | 60 d | $Mo^{94}(d,n)Tc^{95m}$ | 9,12 | 79,1 | EC | Mo 17,48 | $\gamma$ |
| $Pd^{103}$ | 17 d | $Rh^{103}(d,2n)Pd^{103}$ / $Pd^{102}(n,\gamma)Pd^{103}$ | 100,00 / 0,8 | — / — | EC $\rightarrow$ IT($Rh^{103m}$) | Rh 20,21 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Cd^{109}$ | 330 d | $Cd^{108}(n,\gamma)Cd^{109}$ / $Ag^{109}(d,2n)Cd^{109}$ | 0,89 / 48,65 | 24,8 / 99,6 | EC $\rightarrow$ IT($Ag^{109m}$) | Ag 22,16 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Sn^{113}$ | 112 d | $Sn^{112}(n,\gamma)Sn^{113}$ | 0,95 | 72,5 | EC | In 24,21 | $\gamma$ |
| $In^{114}$ | 49 d | $In^{113}(n,\gamma)In^{114m}$ / $Cd^{114}(d,2n)In^{114m}$ | 4,23 / 28,86 | 65,4 / 94,2 | IT | In 24,21 | $\gamma$, $\beta^-$, $e^-$ |
| $Ba^{133}$ | 9,5 j | $Cs^{133}(d,2n)Ba^{133m}$ | 100,00 | — | IT $\rightarrow$ EC($Ba^{133}$) | Cs 30,97 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Cs^{137}$ | 33 j | Splijtingsprodukt | | | $\beta^- \rightarrow$ IT($Ba^{137m}$) | Ba 32,19 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Sm^{145}$ | 410 d | $Sm^{144}(n,\gamma)Sm^{145}$ | 3,16 | — | EC / 30j EC ($Pm^{145}$) | Pm 38,65 / Nd 37,36 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Gd^{153}$ | 236 d | $Gd^{152}(n,\gamma)Gd^{153}$ / $Eu^{153}(d,2n)Gd^{153}$ | 0,2 / 52,23 | — / — | EC | Eu 41,53 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Dy^{159}$ | 140 d | $Tb^{159}(d,2n)Dy^{159}$ | 100,00 | — | EC | Tb 44,47 | — |
| $Yb^{169}$ | 33 d | $Tm^{169}(d,2n)Yb^{169}$ | 100,00 | — | EC | Tm 50,73 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Tm^{170}$ | 127 d | $Tm^{169}(n,\gamma)Tm^{170}$ | 100,00 | — | $\beta^- \rightarrow$ IT($Yb^{170m}$) | Yb 52,36 | $\beta^-$, $\gamma$, $e^-$ |
| $Hf^{175}$ | 70 d | $Lu^{175}(d,2n)Hf^{175}$ | 97,40 | — | EC | Lu 54,06 | $\gamma$, $e^-$ |
| $W^{181}$ | 140 d | $Ta^{181}(d,2n)W^{181}$ | 100,00 | — | EC | Ta 57,52 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Re^{183}$ | 120 d | $Ta^{181}(\alpha,2n)Re^{183}$ | 100,00 | — | EC | W 59,31 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Re^{184}$ | 50 d | $Re^{185}(n,2n)Re^{184}$ | 37,07 | 85,4 | EC | W 59,31 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Os^{185}$ | 97 d | $Re^{185}(d,2n)Os^{185}$ | 37,07 | 85,4 | EC | Re 61,13 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Au^{195}$ | 185 d | $Pt^{194}(d,n)Au^{195}$ | 32,8 | — | EC | Pt 66,82 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Tl^{202}$ | 11,5 d | $Hg^{201}(d,n)Tl^{202}$ | 13,22 | 71,8 | EC | Hg 70,82 | $\gamma$, $e^-$ |
| $Tl^{204}$ | 2,7 j | $Tl^{203}(n,\gamma)Tl^{204}$ | 29,50 | 96,0 | EC, $\beta^-$ | Hg 70,82 | $\beta^-$ |
| $Bi^{207}$ | 50 j | $Pb^{206}(d,n)Bi^{207}$ | 23,6 | 81,0 | EC | Pb 74,96 | $\gamma$, $e^-$ |

samenstellen van de lijst is getracht nuclides uit te zoeken waarvan de K-stralingen een min of meer continue reeks vormen tot 75 keV. Nuclides met een halveringstijd van minder dan 10 dagen zijn niet opgenomen, omdat hun stralingsintensiteit voor de meeste praktische doeleinden te snel zal dalen.

De nuclides worden geproduceerd door kernreacties, die men teweegbrengt door bombarderen van trefplaten. De reacties zijn in de derde kolom van de tabel vermeld. De trefplaatmaterialen zijn in alle gevallen in de natuur voorkomende stabiele isotopen, waarvan het natuurlijke gehalte in het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



desbetreffende element eveneens in de tabel is opgegeven; het grotere gehalte dat men in de volgende kolom vindt, slaat op verrijkte preparaten die bij het Oak Ridge National Laboratory (Ver. Staten) te verkrijgen zijn. Het mechanisme van de röntgenstralenuitzending is vermeld onder het hoofd „Desintegratiemechanisme". De daarop volgende kolom van de tabel geeft het element waarvan de karakteristieke straling wordt uitgezonden, en de energie van de $K\alpha_1$-quanta [7]). In de meeste gevallen gaat de röntgenstraling gepaard met andere stralingen, zoals $\gamma$-straling, conversie-elektronen ($e^-$) of elektronen uit de kern ($\beta^-$); zie de laatste kolom. Deze stralingen doen bij vele toepassingen geen kwaad. Zo nodig, kan men de elektronenstralen wegfilteren door een metaalfoelie of een kunststofhuidje, terwijl men de $\gamma$-stralen in hoge mate kan uitschakelen door elektronische discriminatie [3]).

Er zij op gewezen dat tabel I nuclides bevat die de karakteristieke stralingen uitzenden van de gewoonlijk gebruikte trefplaatmaterialen in röntgenbuizen voor röntgendiffractieonderzoek en spectrochemische analyse, namelijk Cr, Fe, Co, Cu, Mo, Ag en W.

In sommige gevallen bevindt zich de nieuwe kern die door het proces van het opslokken van een elektron ontstaat, in een metastabiele aangeslagen toestand en gaat hij door het proces van inwendige conversie in de grondtoestand over. In dat geval kunnen na elkaar twee röntgenfotonen worden uitgezonden, die karakteristiek zijn voor hetzelfde element ($Z$—1). Voorbeelden van zulke „dubbele stralers" zijn $Cd^{109}$ en $Pd^{103}$.

**Fotonenfluxdichtheid van radioactieve röntgenstralenbronnen**

De bruikbaarheid van een radioactieve röntgenbron zal in het algemeen afhangen van de verkregen fotonenfluxdichtheid der straling, d.i. het aantal röntgenfotonen dat per seconde en per $cm^2$ wordt uitgezonden. Beschouwt men preparaten van zuivere nuclides van oneindige dikte (zie hieronder), dan is de fluxdichtheid een voor het materiaal karakteristieke grootheid. Voor $Fe^{55}$ b.v. is deze fluxdichtheid $25 \times 10^{10}$ fotonen/sec $cm^2$.

Wij vermelden hier enkele factoren die deze grootheid bepalen. De eerste factor is de specifieke activiteit, dat is het aantal desintegraties per seconde dat in een gram van het zuivere nuclide optreedt. Het wordt gemeten in curie/gram; een curie beantwoordt aan $3{,}7 \times 10^{10}$ desintegraties/seconde.

[7]) S. Fine en C. F. Hendee, X-ray critical absorption and emission energies in keV, Nucleonics **13**, no. 3, maart 1955, blz. 36.

Voor het zuivere nuclide $Fe^{55}$ zou de specifieke activiteit $2{,}2 \times 10^3$ c/g bedragen. Andere factoren zijn: de vertakkingsverhouding, d.i. de fractie van het totale aantal desintegraties waarbij een der beschreven mechanismes van opwekking van röntgenstraling optreedt; de bovengenoemde interne-conversiecoëfficiënt — in geval de interne conversie het mechanisme is waardoor de röntgenstralen worden geproduceerd; het fluorescentierendement, dat is de fractie der teweeggebrachte lege K-(of L-,...)plaatsen die aanleiding geven tot de emissie van K-(of L-,...) fotonen; en de absorptie van de uitgezonden karakteristieke straling door het materiaal van de bron („zelfabsorptie"-coëfficiënt $\mu_K$, of $\mu_L$, ...). Ten gevolge van de laatste factor geeft een toeneming in laagdikte van een nuclide geen evenredige toeneming van de verkregen fluxdichtheid, doch er wordt een verzadiging bereikt, zodat een bron met een zekere minimale dikte al vrijwel dezelfde fluxdichtheid levert als de bron van oneindige dikte.

Bij de bereiding van een praktisch hanteerbare radioactieve röntgenbron zal men uitgaan van een materiaal dat in vaste vorm of als poeder of oplossing uit een kernreactor of een cyclotron verkregen is [6]). Dit materiaal zal in het algemeen het gewenste nuclide niet in zuivere vorm bevatten, doch gemengd met andere isotopen van hetzelfde element, die er niet met normale laboratoriumhulpmiddelen van kunnen worden gescheiden. Door deze bijmengsels wordt de nuttige specifieke activiteit, dat is de activiteit per gram van het element, gewoonlijk aanzienlijk verminderd. Bovendien kunnen de andere isotopen de gewenste röntgenstraling met ongewenste stralingen verontreinigen. Om deze schadelijke invloed binnen de perken te houden, dient de trefplaat het nuttige nuclide — waaruit men door bombardement het radioactieve nuclide wint dat de röntgenstralen levert — in de grootst mogelijke concentratie te bevatten (trefplaat met vergroot gehalte, vgl. tabel I). Het is duidelijk dat voor het bereiken van een zo groot mogelijke specifieke activiteit ook een grote flux van de bombarderende deeltjes nuttig is: hierdoor komt het grensniveau van de specifieke activiteit, waarbij evenwicht wordt bereikt tussen de vorming van nieuwe kernen en de desintegratie van reeds gevormde kernen, hoger te liggen. Dit voordeel is te meer van belang indien het gewenste nuclide verontreinigd wordt door isotopen met een langere halveringstijd: men moet dan, door beperking van de duur van het bombardement van de trefplaat, met de specifieke activiteit vrij ver beneden het bedoelde grensniveau blijven, ten einde geen prepa-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



raat met overmatige verontreiniging van de uitgezonden röntgenstraling te krijgen.

In *tabel II* is voor een aantal nuclides die van belang zijn voor de produktie van röntgenstralen, de specifieke activiteit vermeld van preparaten die normaal in de handel verkrijgbaar zijn. In vele gevallen kan men tegen hogere prijs en met langere levertermijn nog hogere activiteiten verkrijgen. De laatste kolom van de tabel geeft de berekende fotonenfluxdichtheden van de röntgenstraling van oneindig dikke preparaten dezer nuclides.

**Tabel II.** Specifieke activiteit van normaal verkrijgbare preparaten van nuclides die röntgenstralen uitzenden, en fotonenfluxdichtheid der röntgenstraling bij oneindige dikte van het preparaat.

| Nuclide | Specifieke activiteit millicurie per gram van het element | Fotonenflux-dichtheid $10^7$ fotonen/sec cm² |
|---|---|---|
| $Cr^{51}$ | 400 | 2,85 |
| $Fe^{55}$ | 1500 | 16,7 |
| $Ni^{59}$ | 0,005 | 0,000087 |
| $Zn^{65}$ | 5000 | 122 |
| $Ge^{71}$ | 700 | 20,5 |
| $Se^{75}$ | 100 | 3,25 |
| $Sn^{113}$ | 1,6 | 0,283 |
| $In^{114}$ | 720 | 129 |
| $Tm^{170}$ | 10000 | 330 |
| $Tl^{204}$ | 300 | 6,1 |

Ter beoordeling van deze gegevens beschouwen we het geval van $Fe^{55}$, waaraan in het kader van dit onderzoek in ons laboratorium het meeste werk is verricht. *Fig. 1* toont de configuratie waarin de $Fe^{55}$-bronnen gewoonlijk worden gebruikt. De röntgenstralen worden uitgezonden door een oppervlakje ter grootte van 0,5 cm² en treden het venster van een detector (telbuis) binnen, die beproefd of geijkt moet worden. De oppervlakte van het venster is in de meeste gevallen 1 cm², de afstand 2,5 cm. Onder deze omstandigheden vangt het venster van de telbuis ongeveer 1% van de straling op die de bron naar alle richtingen uitzendt. Van een bron met 0,5 cm² oppervlakte en oneindige dikte, vervaardigd van $Fe^{55}$ dat een flux van $16{,}7 \times 10^7$ fotonen/sec cm² levert, zou men derhalve een telfrequentie van $8{,}4 \times 10^5$ impulsen/sec verwachten (bij 100% quantumtelrendement van de detector). De „zelfabsorptie"-coëfficiënt van de bron, d.w.z. de absorptiecoëfficiënt van ijzer voor de uitgezonden MnK$\alpha$-straling (2,1 Å, 5,90 keV), is $\mu \approx 700$ cm$^{-1}$; hiermee berekent men dat een bron ter dikte van 0,03 mm reeds 90% van de maximale telfrequentie zou geven. Verscheidene van de $Fe^{55}$-bronnen die in dit laboratorium uit een monster $Fe^{55}$ van de bovengenoemde specifieke activiteit werden bereid, benaderden een telfrequentie van $8 \times 10^4$ impulsen/sec, dat is 10% van de maximale telfrequentie (dit beantwoordt aan een berekende dikte van de laagjes van ongeveer 0,002 mm). Deze telfrequentie is voor praktische doeleinden ruim voldoende: hogere intensiteiten van de bron zouden toch moeten worden verzwakt, daar de thans beschikbare telsystemen zulke hoge telfrequenties niet zonder verlies zouden kunnen verwerken [3]).

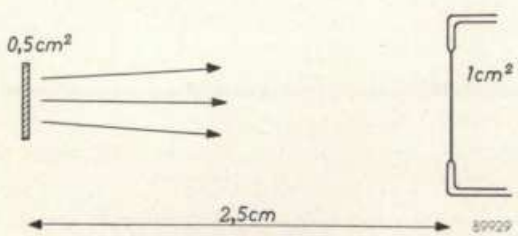



Fig. 1. Gebruikelijke configuratie van radioactieve röntgenbron (links) en te controleren telbuis (rechts).

Voor de berekening van het absorptie-effect maken we gebruik van Dixon's berekeningen voor grote bronnen van $\gamma$-stralen [8]). In de configuratie van fig. 1 is bij benadering voldaan aan de voorwaarden dat alle gedetecteerde fotonen de bron in een richting loodrecht op zijn oppervlak doorlopen en dat de bron op alle punten van de doorsnede van de bundel gelijke dikte heeft. Onder deze voorwaarden en met de verdere onderstellingen dat de bron homogeen is, dat geen verstrooiing in de bron en geen absorptie in het venster van de bronhouder optreedt, geldt voor de zelfabsorptie in een bron ter dikte $D$ de vergelijking [9]):

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{\mu D}\left(1 - e^{-\mu D}\right).$$

$I$ en $I_0$ zijn de fluxdichtheden met resp. zonder zelfabsorptie. $I_0$ zal klaarblijkelijk evenredig zijn met de dikte van de bron:

$$I_0 = G\,D,$$

en derhalve

$$I = \frac{G}{\mu}\left(1 - e^{-\mu D}\right).$$

Voor $D \to \infty$ nadert de fluxdichtheid tot de waarde $G/\mu$, dat is de waarde die in tabel II reeds werd gegeven. Uit de laatste vergelijking kan de fluxdichtheid van een bron met willekeurige dikte worden berekend.

De vraag ligt voor de hand of de fluxdichtheid van de $Fe^{55}$-bron of van andere radioactieve röntgenbronnen het mogelijk zou maken deze in allerlei gevallen in de plaats van röntgenbuizen te gebruiken, b.v. voor diffractometrie en voor röntgenopnamen. In de diffractometrie wordt echter van de röntgenstraling een buitengewoon veel minder zuinig gebruikt gemaakt dan in de configuratie van fig. 1, zodat men veel

[8]) W. R. Dixon, Nucleonics **8**, no. 4, april 1951, blz. 68.
[9]) Zie b.v. D. Taylor, The measurement of radio isotopes, Methuen & Co., Londen 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



grotere fluxdichtheden van de bron nodig heeft om voldoend grote telfrequenties in de diffractielijnen te verkrijgen. Om dit te illustreren, vermelden wij dat een normale diffractie-röntgenbuis bij een belasting van slechts 0,1 mW ongeveer hetzelfde aantal K-fotonen/sec (ca. $10^7$) uitzendt als de beste hierboven genoemde door ons vervaardigde $Fe^{55}$-bron van 0,5 cm² [10]). Aangezien de werkelijke belasting van diffractiebuizen in normaal gebruik tot 1 kW kan bedragen, bij een effectieve grootte van de bron van ongeveer 0,015 cm², staat de $Fe^{55}$-bron klaarblijkelijk een factor van meer dan $10^8$ hierbij ten achter. Bij röntgenopnamen is het voordeel van de röntgenbuis als bron zelfs nog groter, doordat het continue spectrum — dat de buis uitzendt en dat bij diffractieonderzoek ongebruikt blijft — ten volle meetelt voor de fotografische werking. In dit geval zou de $Fe^{55}$-bron gelijkwaardig zijn met een röntgenbuis met een specifieke belasting van slechts ongeveer 0,5 μW/mm². Men vergelijke dit met de werkelijke belasting die voor normale röntgenopnamen wordt toegepast: bij stilstaande anode 200 W/mm², dat is $4\times10^8$ maal hoger, bij draaiende anode (korte belichtingstijden) zelfs 8000 W/mm², dat is ca. $10^{10}$ maal hoger.

Het is dus wel duidelijk dat de $Fe^{55}$-bron zelfs in het theoretisch beste geval (d.w.z. met het nuclide in zuivere, onverdunde toestand) in fluxdichtheid niet met de röntgenbuis kan concurreren. Andere radioactieve nuclides kunnen grotere theoretische fluxdichtheden hebben; fluxdichtheden vergelijkbaar met die van röntgenbuizen zal men echter wegens de fundamentele betrekking tussen de specifieke activiteit $S$ en de halveringstijd $T$ van een radioactief element:

$$S = \frac{4{,}16\times10^{23}}{AT}$$

($A$ atoomgewicht, $T$ gemeten in seconden), slechts kunnen bereiken met nuclides die voor praktische doeleinden een veel te korte levensduur hebben.

## Vervaardiging van de bronnen [11])

Om verschillende redenen werd $Fe^{55}$ als het belangrijkste nuclide voor onze experimentele röntgenbronnen gekozen. $Fe^{55}$ leek voor de toepassingen die wij op het oog hadden niet alleen gunstig wegens de golflengte van de uitgezonden MnKα-straling, maar ook wegens zijn halveringstijd, die 3 jaar bedraagt, en wegens het feit dat hierbij de desintegratie uitsluitend door het opslokken van elektronen gebeurt, zonder begeleidende processen die andere stralingen tot gevolg hebben. Bovendien is de specifieke activiteit van de verkrijgbare preparaten van $Fe^{55}$, zoals hierboven reeds werd aangetoond, groot genoeg om er bronnen met voldoende röntgenintensiteit voor het werk aan telbuizen mee te kunnen maken.

Het radioactieve $Fe^{55}$ wordt van de leveranciers verkregen in de vorm van een oplossing van $FeCl_3$. Hieruit kan $Fe^{55}$ door verscheidene chemische en fysische methodes in een vaste homogene vorm neergeslagen worden. Wij hebben drie methodes met succes toegepast. (Soortgelijke methodes kunnen ook dienen voor de meeste andere nuclides die röntgenstralen uitzenden.)

1) De filtreerpapiermethode. Op een 1 cm² groot stuk filtreerpapier, dat in een geschikte houder is geplaatst, worden enkele druppels van de actieve oplossing gebracht. Het papier wordt dan met een 12 μ dikke mylarhuid van de buitenlucht afgesloten. Deze huid laat 98% van de MnKα-straling door en voorkomt dat de $FeCl_3$-oplossing HCl-damp afgeeft. Op deze eenvoudige wijze krijgt men een stabiele bron, die echter vrij zwak is, ten gevolge van de verdunde toestand van het radioactieve nuclide en ten gevolge van de absorptie der röntgenstralen door Cl-atomen (massa-absorptiecoëfficiënt voor 2 Å ongeveer 300) en door het filtreerpapier.

2) De ammoniakmethode. Uit een druppel van de actieve $FeCl_3$-oplossing, die op een glazen of metalen plaatje aangebracht is, wordt door middel van een ammoniakatmosfeer $Fe(OH)_3$ neergeslagen. Door verhitting van het plaatje wordt dan het ijzerhydroxyde in niet-vluchtig ijzeroxyde omgezet, dat stevig aan de onderlaag hecht. Men heeft geen venster nodig en de absorptie is aanzienlijk geringer dan in het vorige geval (de massa-absorptiecoëfficiënt van de zuurstofatomen voor 2 Å is slechts ongeveer 30). Nog grotere intensiteiten kan men verkrijgen door het oxyde vervolgens in een $H_2$-atmosfeer te reduceren; ter bescherming van het metallische Fe laat men dit dan door verhitting opnemen door een platina-onderlaag. Deze methode is door het Oak Ridge National Laboratory ontwikkeld [12]).

3) Elektrolytisch neerslaan. Bij deze methode, waarbij zuiver $Fe^{55}$ in opeenvolgende dunne lagen kan worden neergeslagen, krijgt men de grootste concentratie van het radioactieve materiaal en de grootste fotonenfluxdichtheden. De gebruikelijke methodes voor het elektrolytisch neerslaan van ijzer bleken niet geschikt te zijn om te worden uitgewerkt tot een microtechniek, zoals men die voor de bereiding van radioactieve stralingsbronnen nodig heeft. Een in dit opzicht geschikt procédé kon worden ontwikkeld volgens een voorstel van Platzer en Lewis [13]); het belangrijkste probleem was hierbij, te voorkomen dat het neergeslagen ijzer weer weg-

[10]) Deze en de volgende berekeningen danken wij aan W. J. Oosterkamp van het Philipslaboratorium te Eindhoven. Zie ook: W. J. Oosterkamp, The radiography of the human body with radioactive isotopes, Brit. J. Radiol. **26**, 111, 1953.

[11]) Tot dit gedeelte van het werk heeft W. B. Brown van dit laboratorium bijgedragen.

[12]) R. E. McHenry (Oak Ridge National Laboratory), ongepubliceerd verslag, 29 dec. 1954.

[13]) G. E. Platzer en C. R. Lewis (Chrysler Corp., Detroit, Mich.), particuliere mededeling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



geëtst wordt door het zuur dat bij de elektrolyse van de $FeCl_3$-oplossing wordt gevormd. *Fig. 2* toont de gebruikte opstelling. Een geringe hoeveelheid van de actieve oplossing — waaraan geen „drager" wordt toegevoegd — wordt met een pipet op een stuk filtreerpapier gebracht, dat op een grafietanode is

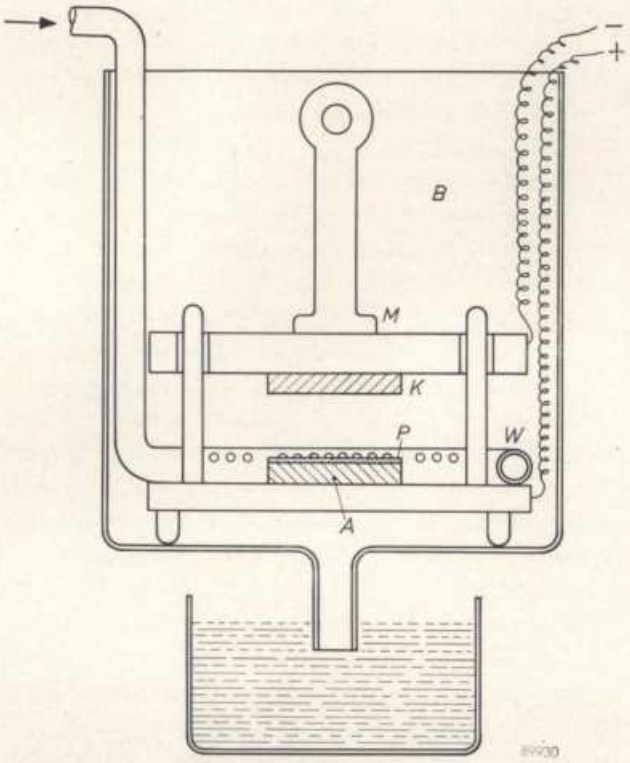



Fig. 2. Opstelling voor het elektrolytisch neerslaan van $Fe^{55}$. Het koperen plaatje *K* (katode), waarop $Fe^{55}$ moet worden neergeslagen, is aan een beweeglijke houder *M* in een glazen beker *B* bevestigd. Op de grafietanode *A* wordt filtreerpapier *P* gelegd, dat met de radioactieve $FeCl_3$-oplossing is verzadigd. Nadat een spanning van 3 V tussen *K* en *A* is aangelegd, wordt de katode *K* op het filtreerpapier neergelaten. Na het neerslaan van Fe besproeit men de elektrodes, alvorens deze uit elkaar te trekken, met spoelwater uit de geperforeerde ring *W*.

gelegd. Aan een bewegelijke houder is een koperen plaatje bevestigd, dat de katode vormt waarop het ijzer moet worden neergeslagen. Nadat een spanning van 3 V aan de elektrodes is gelegd, wordt de katode op het filtreerpapier neergelaten. Na het proces van het neerslaan wordt het gehele elektrodensysteem met water besproeid om het gevormde zuur weg te spoelen [14]). Het proces kan dan met een nieuwe portie $FeCl_3$ worden herhaald; op deze wijze hebben wij tot tien opeenvolgende lagen op een plaatje neergeslagen. Zo werd een totale dikte verkregen die 10% van de fluxdichtheid van een oneindig dikke laag leverde (zie boven).

Een soortgelijke techniek is uitgewerkt om $Zn^{65}$ neer te slaan. Dit radioactieve nuclide is speciaal belangrijk aangezien het CuK$\alpha$-stralen uitzendt ($\lambda$ = 1,54 Å, energie 8,05 keV). Uit de tabellen ziet men dat de halveringstijd van deze bron 250 dagen is en dat de thans bereikbare fluxdichtheid, berekend voor oneindige dikte, $122 \times 10^7$ fotonen/sec cm$^2$ bedraagt.

De constructie van de houder voor de radioactieve röntgenbron moet worden aangepast bij de toepassing die men op het oog heeft, aangezien de houder het mogelijk moet maken de bron gemakkelijk op de juiste plaats te brengen in de apparatuur waarin zij moet worden gebruikt. Algemene vereisten zijn: gemakkelijke draagbaarheid, voldoende afscherming tijdens het gebruik en voor het opbergen, en een zodanige constructie dat geen actief materiaal zich binnen of buiten de houder kan verspreiden. Voor vele toepassingen in het laboratorium is een houder met een lange arm en met een sluiter die vanaf het einde van de arm kan worden bediend, zeer nuttig gebleken. Speciaal voor gebruik in de „Norelco" apparatuur voor röntgendiffractometrie en spectrochemische analyse [15]) is de houder ontworpen die in *fig. 3* is afgebeeld. De bron is hierbij op een messingschuif gemonteerd, die in de „Norelco" goniometer op de plaats van de strooistralenspleet kan worden geschoven. De bron komt aldus

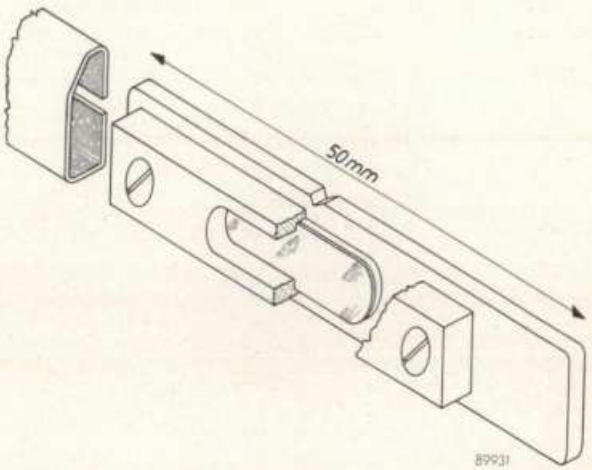



Fig. 3. Houder voor radioactieve röntgenbron, die is ontworpen om in de „Norelco" goniometer op de plaats van de strooistralenspleet te worden gezet. Links een gedeelte van de schuif waarmee de bron wordt afgeschermd wanneer deze niet in gebruik is.

[14]) Natuurlijk moet het radioactief verontreinigde spoelwater opgevangen en op geschikte manier onschadelijk gemaakt worden. Wij willen hier niet stilstaan bij deze en soortgelijke veiligheidsmaatregelen, die moeten worden genomen om in alle fazen van de vervaardiging van radioactieve röntgenbronnen de werkers en hun omgeving te beschermen. Er zij echter op gewezen dat deze maatregelen bij de elektrolytische methode betrekkelijk weinig in aantal en eenvoudig zijn, aangezien geen tussentijdse manipulatie en behandeling van het materiaal te pas komen.

[15]) Philips techn. T. **16**, 253-264, 1954; **17**, 361-380, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



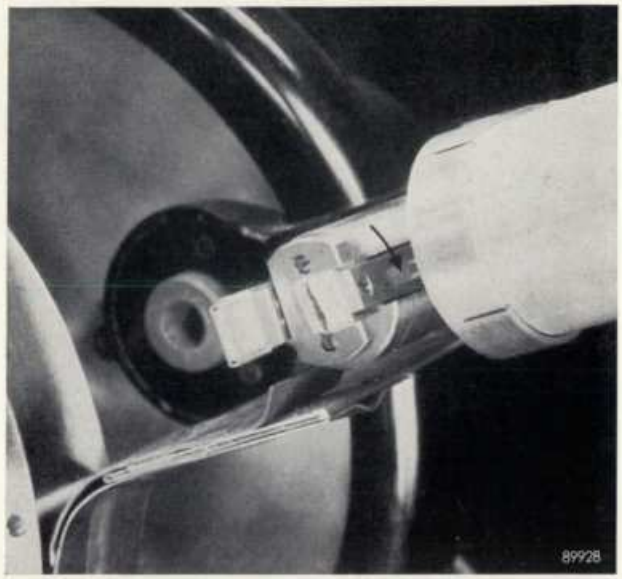



Fig. 4. Detailfoto van de arm van de „Norelco" goniometer, die de detector (geheel rechts) draagt. Een bron volgens fig. 3 (zie pijltje) is in de houder voor de strooistralenspleet geschoven.

vlak voor de röntgendetector (geigerteller, proportionele teller of scintillatieteller) te staan en op een nauwkeurig reproduceerbare afstand hiervan; zie *fig. 4*.

## Toepassingen

Bronnen als in fig. 3 afgebeeld, worden in onze laboratoria geregeld gebruikt voor het controleren van de stabiliteit der volledige detectiesystemen van de bovengenoemde „Norelco" apparatuur. Inderdaad is de radioactieve röntgenbron dank zij haar ideale stabiliteit een uitstekend hulpmiddel voor deze controle en voor het opsporen van instabiliteitsoorzaken in een dergelijke apparatuur. Doordat de halveringstijd van $Fe^{55}$ drie jaar bedraagt, is de relatieve daling van de stralingsintensiteit slechts 0,07% per dag; bovendien kan men voor deze daling gemakkelijk corrigeren, aangezien de desintegratiesnelheid constant en nauwkeurig bekend is. De fluctuaties van de intensiteit die optreden ten gevolge van de statistische aard van de processen van fotonenemissie, zijn bij de genoemde grote fluxdichtheden zo gering, dat ze de bedoelde toepassing nauwelijks storen.

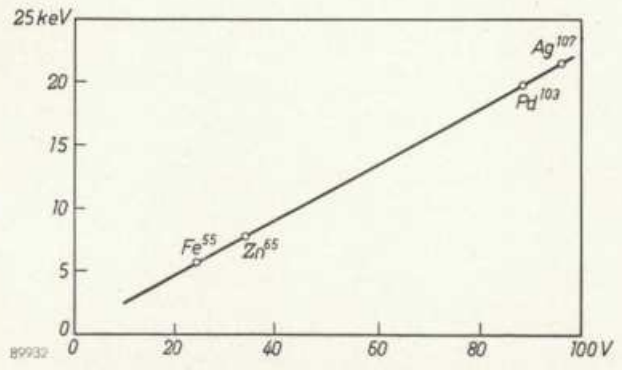



Fig. 5. IJking van een proportionele teller. De fotonenenergie (in keV) is uitgezet tegen de gemiddelde impulsamplitude (in V). Van de ijklijn zijn vier punten bepaald met behulp van de straling van de nuclides $Fe^{55}$, $Zn^{65}$, $Pd^{103}$ en $Ag^{107}$.

Dank zij de monochromatische emissie van de radioactieve röntgenbronnen, zoals $Fe^{55}$ en $Zn^{65}$, zijn deze ook zeer nuttig om bij de proportionele en de scintillatieteller de evenredigheid tussen impulsamplitude en fotonenenergie te toetsen. Tevens verkrijgt men aldus een ijking van de teller, die het mogelijk maakt de quanta uit de gemeten impulsamplitudes te identificeren (*fig. 5*), en men kan ook rechtstreeks de impulshoogteverdelingskrommen registreren (*fig. 6a, b*), die het scheidend vermogen van de teller bepalen [3]). Andere eigenschappen van tellers die men gemakkelijk met behulp van een radioactieve röntgenbron kan toetsen, zijn de mate van lineariteit van de betrekking tussen telfrequentie en stralingsintensiteit en het verloop van het „plateau" van geiger- en proportionele tellers.

Dergelijke controles worden met behulp van radioactieve bronnen gedurende alle stadia van het fabricageproces van de „Norelco" stralingsdetectoren uitgevoerd [3]). Zo worden proportionele tellers reeds vóór het afsmelten gecontroleerd, en de totale druk van de gasvulling wordt zo geregeld dat de teller bij een gegeven spanning en bij bestraling met een $Fe^{55}$-bron een voorgeschreven impulsamplitude levert. De delen van scintillatietellers, nl. het kristal en de fotomultiplicatorbuis, worden tijdens de bewerking afzonderlijk gecontroleerd. Ten slotte worden alle groepen van tellers met behulp van een aantal $Fe^{55}$-bronnen aan levensduurproeven bij hoge telfrequenties onderworpen, zonder dat hierdoor kostbare röntgeninstallaties gedurende lange tijden in beslag behoeven te worden genomen.

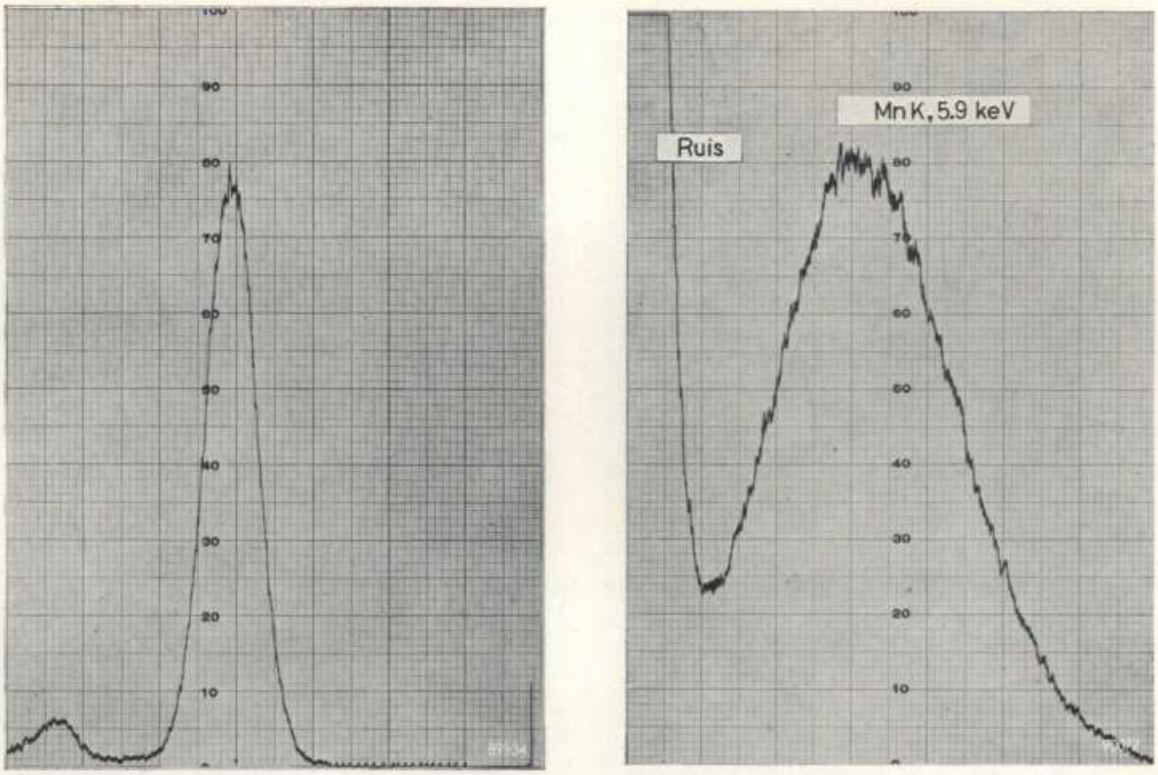
Alle tot dusver vermelde toepassingen van de radioactieve röntgenbronnen houden verband met de controle van tellers. Men heeft ook aan toepassingen op andere gebieden gedacht en deze al in praktijk gebracht, met name voor gevallen waarbij monochromatische stralingen nodig zijn. Men heeft röntgenstralen van radioactieve nuclides als golflengtestandaard gebruikt [16]); men heeft voorgesteld, absorptiemetingen van de emissie van twee nuclides met opeenvolgend atoomnummer te gebruiken voor de kwantitatieve analyse van een element

[16]) P. Snelgrove, J. E. Hussaini en J. W. M. DuMond, Phys. Rev. **95**, 1203, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023






*a* *b*

Fig. 6. *a*) Impulshoogteverdeling van een proportionele teller bij bestraling met MnK$\alpha$-stralen van een $Fe^{55}$-bron.
*b*) Hetzelfde voor een scintillatieteller.
De krommen werden verkregen met een impulshoogteanalysator waarvan de breedte $\Delta V$ van het venster gelijk was gemaakt aan $^1/_{10}$ van de breedte der kromme op halve tophoogte (vgl. [3]); het aantal bij verschillende instellingen van het venster (gemiddelde impulsamplitude) doorgelaten impulsen werd rechtstreeks geregistreerd als functie van deze instelling.

dat een absorptiekant in het desbetreffende golflengtegebied heeft [17]); met MnK$\alpha$-straling van een $Fe^{55}$-bron heeft men een absorptieanalyse van zwavel in koolwaterstoffen uitgevoerd [18]). Radionuclides zoals $Tm^{170}$ (thulium), dat fotonen met 50 en 80 keV energie uitzendt, zijn goed bruikbaar voor diktemetingen in de industrie en in sommige gevallen voor industriële en medische radiografie [2]) [19]). Een verdere ontwikkeling van radioactieve röntgenbronnen schijnt dus alleszins gerechtvaardigd. Door de hierdoor mogelijk gemaakte eenvoudige en weinig kostbare werkmethodes zullen de toepassingsmogelijkheden van röntgenstralen, voor gevallen waar men de zeer grote fotonenfluxdichtheden van röntgenbuizen niet nodig heeft, aanzienlijk kunnen worden uitgebreid.

---

[17]) Voorgesteld door H. A. Liebhafsky in een voordracht voor de Pittsburgh Conference on Anal. Chem. and Appl. Spectroscopy, maart 1955.
[18]) K. H. Hughes en J. W. Wilczewski, Anal. Chem. **26**, 1889, 1954.
[19]) S. Untermyer, Nucleonics **12**, no. 5, mei 1954, blz. 35. R. Halmshaw, Brit. J. appl. Phys. **6**, 8, 1955.

**Samenvatting.** Er bestaan kunstmatige radioactieve nuclides die fotonen uitzenden met een energie van minder dan 100 keV, d.w.z. met golflengten groter dan 0,15 Å (zachte röntgenstralen). Dank zij hun grote stabiliteit, hun monochromatische emissie en hun relatief geringe prijs vormen zulke radioactieve röntgenstralenbronnen een uitstekend hulpmiddel voor het controleren van röntgentelbuizen (speciaal proportionele en scintillatietellers), zowel tijdens de fabricage als in het gebruik. Na een bespreking van de mechanismes die aan de uitzending van röntgenstralen ten grondslag liggen, geven de schrijvers een overzicht van de nuclides die röntgenstralen emitteren en van hun belangrijkste eigenschappen. Enige technieken om van deze nuclides praktisch bruikbare bronnen te vervaardigen, worden beschreven. Bij een bepaalde, normaal voorkomende, opstelling zou de theoretisch mogelijke fotonenfluxdichtheid van $Fe^{55}$ een telfrequentie van bijna $10^6$ impulsen/sec opleveren; de beste in het Philipslaboratorium te Irvington vervaardigde $Fe^{55}$-bronnen bereiken 10% van deze waarde, wat voor het beoogde doel ruim voldoende is. In deze laboratoria gemaakte röntgenstralenbronnen van $Fe^{55}$, $Zn^{65}$ enz. zijn sinds geruime tijd in gebruik voor het controleren van de stabiliteit van het detectiesysteem van „Norelco" röntgengoniometers en voor het controleren en ijken van „Norelco" proportionele en scintillatietellers wat betreft de evenredigheid van de impulsen met de fotonenenergie, wat betreft de impulshoogteverdeling, de lineariteit van de telfrequentie en het verloop van het „plateau", verder voor levensduurproeven van deze tellers enz.
Radioactieve röntgenbronnen kunnen wat de intensiteit betreft niet met röntgenbuizen concurreren: de nuttige fotonenfluxdichtheden van buizen zijn in sommige gevallen $10^8$ of zelfs $10^{10}$ maal groter. Toch kunnen de radioactieve bronnen van belang zijn voor een uitgebreid en gevarieerd gebied van toepassingen waarbij men monochromatische stralingen nodig heeft en grote fluxdichtheden geen vereiste zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# EEN LUIDSPREKERINSTALLATIE VOOR ZEER GOEDE WEERGAVE IN DE HUISKAMER

door G. J. BLEEKSMA en J. J. SCHURINK.

621.395.623.8

*Bij omroepontvangers is het een al meer dan 25 jaar oude gewoonte, te volstaan met één luidspreker, die in de kast van het toestel is gemonteerd. Van de laatste jaren pas dateren toestellen met twee luidsprekers die ieder een deel van het frequentiespectrum weergeven, volgens het Philips „Bi-Ampli" systeem. Bij de hieronder beschreven installatie is men nog een belangrijke stap verder gegaan, door de luidsprekers geheel van de versterker te scheiden; twee lagetonenluidsprekers zijn samen in één speciale kast aangebracht, twee hogetonenluidsprekers elk afzonderlijk in een eigen kastje. Hiermee is een opvallende verbetering in weergavekwaliteit te verkrijgen, die vooral tot haar recht komt bij frequentiemodulatieontvangst en bij het spelen van grammofoonplaten en magnetische bandopnamen.*

Bij elektrische geluidsoverbrenging strekt zich van opname tot weergave een keten uit, die begint met een of meer microfoons en eindigt met een of meer luidsprekers. Daartussenin bevinden zich een of meer versterkers, en verder meestal hetzij een radioverbinding, hetzij een „geheugen" met aftastinrichting, hetzij beide. (Onder „geheugen" verstaan wij hier een magnetisch fonogram of een grammofoonplaat.)

In deze keten komen sterke en minder sterke schakels voor. Met „sterke" schakels bedoelen wij schakels die bij de huidige stand van de techniek nauwelijks nog voor verbetering vatbaar zijn. Als zodanig kunnen worden beschouwd de condensatormicrofoon en de versterkers.

Tot de minder sterke schakels behoort het geheugen. Hoe hoog het kwaliteitsniveau ook is dat de magnetische geluidsregistratie [1]) en de moderne grammofoonplaat [2]) hebben bereikt, toch kan men zich nog verbeteringen voorstellen ten aanzien van de sprongkarakteristiek en de dynamiek.

Ook de luidsprekers moeten tot de minder sterke schakels worden gerekend. Een recente ontwikkeling op dit gebied vormt het onderwerp van dit artikel. De hierin beschreven installatie vormt o.i. ongeveer het optimum dat met de huidige middelen voor weergave in de huiskamer bereikbaar is.

## Korte beschrijving van de installatie

De installatie omvat vier luidsprekers, en wel twee voor de lage tonen (het gebied beneden 420 Hz) en twee voor het frequentiegebied boven 420 Hz (hier verder kortweg het hoge gebied genoemd). De twee lagetonenluidsprekers zijn samen aangebracht in een hoekkast (*fig. 1*), de hogetonenluidsprekers elk afzonderlijk in een kastje (*fig. 2*). Al deze luidsprekers worden vanuit één versterker (type AG 9000 of AG 9006) gevoed, via een laag resp. hoog doorlatend filter.

De luidsprekers voor het frequentiegebied boven 420 Hz stralen vrijwel alleen naar voren toe, reden waarom men ze wel aanduidt als projectors. Het gebruik van losse projectors verschaft de mogelijkheid, deze zo te plaatsen dat hun geluid de luisteraars uitsluitend indirect bereikt, d.w.z. via een of meer terugkaatsingen aan de wanden of het plafond van het vertrek. Dit nu is een belangrijk middel om het geluid diffuus te maken en zo de omstandigheden zoals die in een concertzaal zijn, aanzienlijk beter te benaderen. Metingen in concertzalen hebben namelijk uitgewezen dat op de meeste plaatsen in de zaal de geluidsintensiteit voor het grootste deel wordt teweeggebracht door indirect geluid, en slechts voor een klein deel door directe straling [3]). Een soortgelijke toestand bereikt men in de huiskamer door de projectors op verschillende wanden van de kamer te richten, zodanig dat de luisteraars buiten de directe bundel blijven (*fig. 3*). De plaats van de lagetonenkast is minder belangrijk, daar de richtingen vanwaaruit lage tonen komen, moeilijk te onderscheiden zijn.

Het gebruik van twee projectors, op enige afstand van elkaar en van de luisteraars geplaatst, is een doeltreffend middel ter voorkoming van het zg. „gat-in-de-muureffect" [4]). Hiermee bedoelt men

[1]) Zie b.v. D. A. Snel, Philips techn. T. **14**, 165-174, 1952, en W. K. Westmijze, Philips techn. T. **14**, 269-281, 1952.
[2]) Zie b.v. L. Alons, Philips techn. T. **13**, 86-96, 1951, en J. L. Ooms, Philips techn. T. **17**, 33-41, 1955 (no. 2).
[3]) Vgl. Philips techn. T. **17**, 223, 1955 (no. 7-8).
[4]) Philips techn. T. **17**, 191, 1955 (no. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 1. Links: grammofoon AG 1005 (met magnetodynamische groeftaster AG 3020/21 [5])) en versterker AG 9006. Rechts in de hoek: lagetonenkast. Bij de installatie behoren ook nog twee afzonderlijke luidsprekers voor de hoge tonen, boven 420 Hz (zie fig. 2 en 3).

het volgende. Stel dat men naar een orkest luistert via slechts één luidspreker. Ook al zou de gehele keten van de overbrenging het volledige frequentiespectrum gelijkmatig weergeven en volkomen vrij zijn van distorsie en dynamiekbeperking, dan nog zou de weergave in een bepaald opzicht onbevredigend klinken: het gehele, op een breed podium opgestelde, orkest zou men immers horen alsof het samengedrongen was in de kleine opening van de luidspreker, dus alsof men het orkest beluisterde door een gat in de muur van de concertzaal.

Een afdoend middel tegen dit gat-in-de-muureffect is de stereofonie [6]), maar deze wordt bij radio-uitzendingen en op grammofoonplaten slechts zelden toegepast. Door een zodanige plaatsing van de twee projectors echter dat het geluid de luisteraars alleen indirect bereikt, kan men het hinderlijke gat-in-de-muureffect doen verdwijnen.

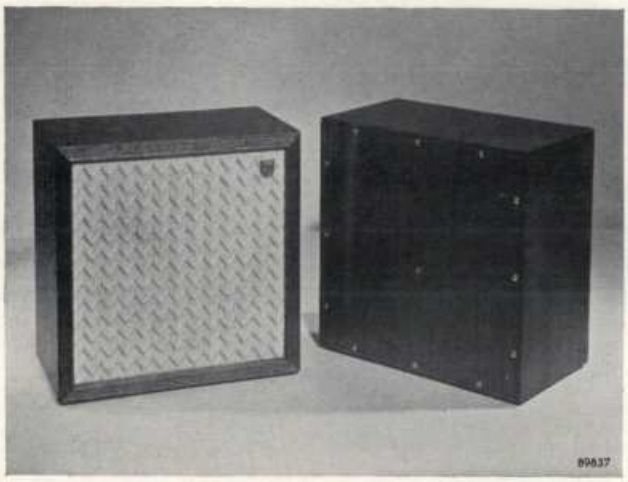


Fig. 2. De twee luidsprekers voor de hoge tonen. Elk kastje bevat een dubbelconusluidspreker en is 26 cm breed en hoog.

De hogetonenluidsprekers (type 9710 M) onderscheiden zich van de lagetonenluidsprekers (type 9710) doordat het dubbelconusluidsprekers zijn [7]). Zoals in *fig. 4* is te zien, drijft de beweeglijke spoel hier niet alleen een normale conus ($C_1$) aan, maar bovendien een kleinere conus ($C_2$). Deze laatste breidt het frequentiespectrum, dat anders niet verder dan 8 kHz zou reiken, uit tot ca. 18 kHz en zorgt ook voor een minder scherpe bundeling van het geluid.

---

[5]) N. Wittenberg, Philips techn. T. **18**, 113-122 en 183-188, 1956 (no. 4 en 5-6).
[6]) Zie b.v. het in [4]) aangehaalde artikel, blz. 193 e.v.
[7]) J. J. Schurink, Philips techn. T. **16**, 289-298, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



De hogetonenweergave is nog bevorderd door het gebruik van luidsprekers met vrijwel constante impedantie: bij 20 kHz is de impedantie van de luidsprekers 9710 M maar 1,5 maal zo groot als bij 400 Hz, terwijl bij normale luidsprekers deze verhouding ruim 5 bedraagt. Gevoed met een constante

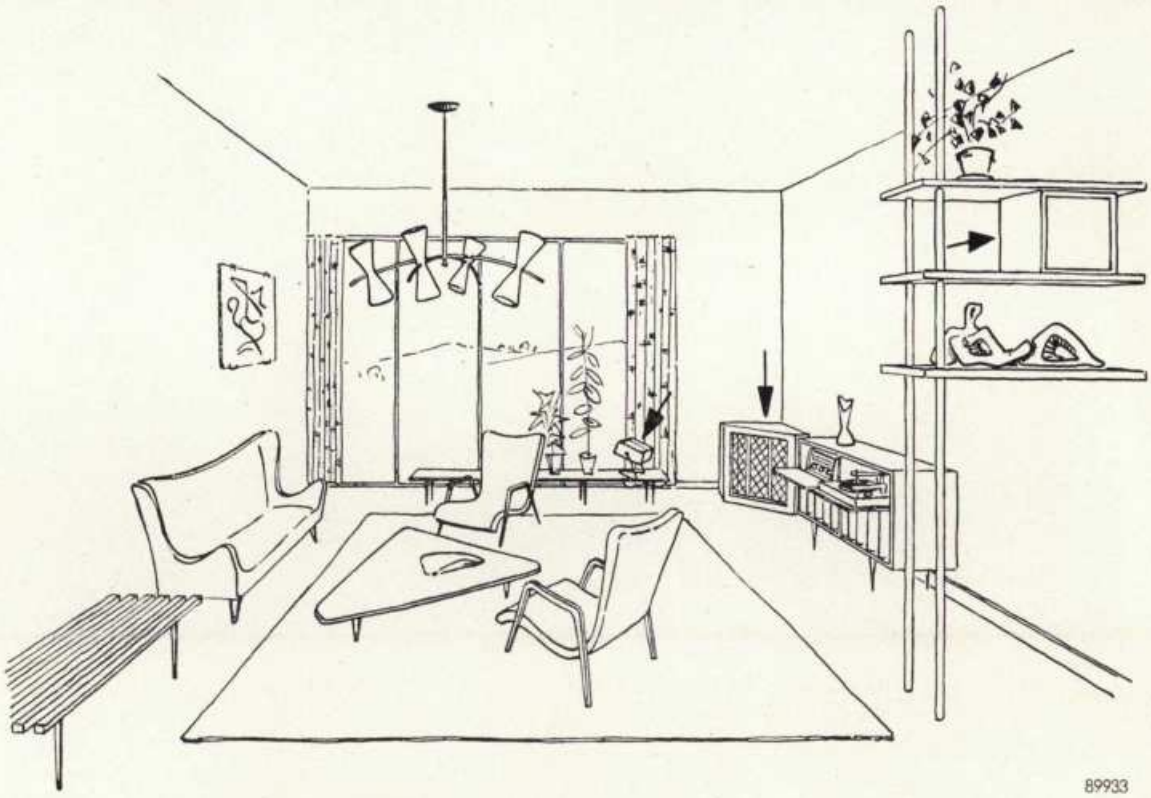
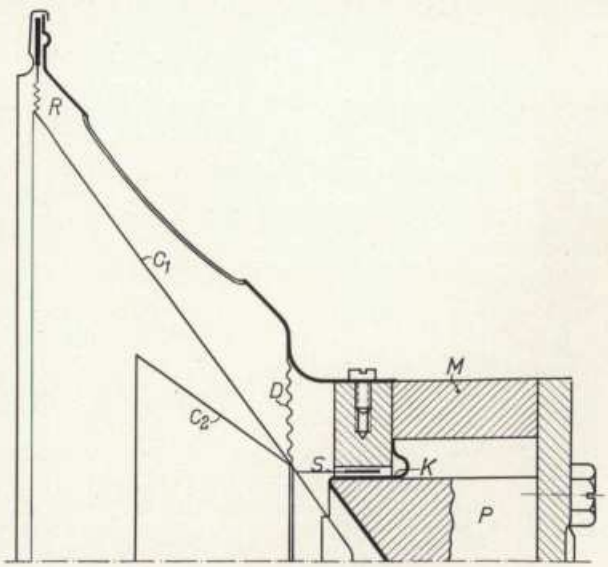



Fig. 3. Voorbeeld van de plaatsing der onderdelen. Rechts een meubel met de grammofoon en de versterker, en in de hoek de lagetonenkast. De twee hogetonenluidsprekers zijn zo opgesteld dat een diffuus geluid wordt verkregen.

Fig. 4. De dubbelconusluidspreker 9710 M, waarvan de hogetonenkastjes (fig. 2) zijn voorzien. In de doorsnede is $C_1$ de hoofdconus, $C_2$ de hulpconus, $S$ de spoel, $D$ de centrering, $R$ de gegolfde conusrand, $M$ de permanente magneet, en $K$ de koperen ring, die voor een constante impedantie zorgt (zie later). De kern $P$ van het magnetische circuit heeft een conische uitsparing, die ruimte laat voor de top van de conus $C_1$.




Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



spanning, zullen de eerstgenoemde luidsprekers dus een stroom opnemen die bij stijgende frequentie veel minder afneemt dan bij gewone luidsprekers. De weergave van het hogetonengebied zal derhalve beter zijn, want het is de stroom die de kracht bepaalt waarmee de conus wordt aangedreven.

De kasten waarin de luidsprekers zijn aangebracht, zijn achter de conus geheel gesloten. Bij de hogetonenluidsprekers voorkomt dit achterwaartse (eventueel naar de luisteraars toe gerichte) straling, die de beoogde diffusiteit zou schaden. Bij de lagetonenluidsprekers belet de gesloten kast dat de luchttrillingen om de conus heen zouden lopen; hij imiteert in dit opzicht dus een oneindig groot klankscherm, wat de weergave van de zeer lage tonen ten goede komt. Bovendien draagt de afgesloten luchtmassa, zoals verderop zal blijken, bij tot vermindering van niet-lineaire vervorming. Om de dichting volledig te maken, zijn geen normale, „afgeknotte", conussen gebruikt, maar conussen die tot de top toe doorlopen (fig. 4).

Na deze summiere beschrijving willen wij op verschillende van de aangestipte bijzonderheden nader ingaan. Wij beginnen daartoe met een beschouwing over de disproportie, d.i. alle distorsie die het gevolg is van niet-lineaire verschijnselen.

## Disproportie bij luidsprekers

De spoel van een elektrodynamische luidspreker wordt doorlopen door een stroom $I$ en bevindt zich in een magnetisch veld met inductie $B$. Op de spoel (draadlengte $l$) werkt dan een kracht $F = BlI$, die, wegens actie = reactie, gelijk is aan het produkt van de mechanische impedantie $Z_m$ en de snelheid $v$:

$$BlI = Z_m v = \left(j\omega M + \frac{1}{j\omega C} + R_m\right) v. \qquad (1)$$

In deze uitdrukking is $\omega$ de hoekfrequentie van de stroom, $M$ de massa van spoel, conus en meebewogen lucht, $C$ de totale compliantie (= slapheid, het reciproke van stijfheid) en $R_m$ de mechanische weerstand (zowel de nuttige stralingsweerstand als de mechanische verliesweerstand, die in hoofdzaak in de rand van de conus en in de centrering optreedt).

Voor de verplaatsing $x$ die de spoel op het ogenblik $t$ heeft, geldt: $x = \int v\, dt$, dus

$$x = \frac{v}{j\omega} = \frac{BlI}{\frac{1}{C} - \omega^2 M + j\omega R_m}. \qquad (2)$$

De eigen frequentie $f_0$ van het systeem is derhalve:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{MC}}. \qquad (3)$$

Wegens de weerstandsterm in (2) zal de verplaatsing het grootst zijn bij een frequentie die beneden $f_0$ ligt.

Uit (2) blijkt dat bij frequenties die ver genoeg boven de eigen frequentie liggen, de verplaatsing ongeveer evenredig met $\omega^{-2}$, dus met 12 dB per octaaf, afneemt (de stroom constant gedacht). In dit frequentiegebied is de amplitude zo klein dat men er van disproportie niets bemerkt. Voldoende ver beneden de eigen frequentie echter geldt:

$$x \approx CBlI. \qquad (4)$$

Hier kan de amplitude zo groot worden dat disproportie tussen $x$ en $I$ optreedt als gevolg van twee oorzaken: 1) de inductie $B$ in de luchtspleet is niet volkomen homogeen, zodat $B$ afhangt van $x$ (bij zeer grote amplitudes komt de spoel zelfs ten dele buiten de luchtspleet!), en 2) in nog veel sterkere mate hangt de compliantie $C$ van $x$ af.

Verandert de stroom sinusvormig met de tijd, dan geeft de genoemde disproportie aanleiding tot het ontstaan van harmonischen in het voortgebrachte geluid, dat dus anders van timbre zal zijn dan bij zuivere evenredigheid van $x$ met $I$. Bestaat de stroom uit twee (of meer) sinusvormige componenten, dan treden in het algemeen bovendien niet-harmonische tonen op, die het geluid onaangenaam van klank kunnen maken. Wij zullen beide soorten van distorsie afzonderlijk beschouwen.

### *Harmonische distorsie*

Het niet-constant zijn van de factoren $B$ en $C$ in (4) blijkt uit *fig. 5a*. De punt-streeplijnen in deze figuur geven de kracht $F$ (horizontaal uitgezet) die de spoel ondergaat, als functie van de verplaatsing $x$ van de spoel in het magneetveld, en wel bij verschillende waarden van een door de spoel gezonden gelijkstroom $I$. De kracht $F$ is streng evenredig met $I$, doch verandert met $x$, aangezien $B$ van plaats tot plaats een andere waarde heeft. Was het veld wèl homogeen, dan zouden de bedoelde lijnen verticale rechten zijn. Meet men statisch de verplaatsing $x$ van de stroomloze spoel als functie van een uitwendig aangebrachte kracht $F$, dan vindt men een hysteresislus zoals de getrokken kromme in fig. 5a. Hieruit volgt dat de gezamenlijke compliantie $C_c$ van de conusrand en de centrering (de enige complianties die hier werkzaam zijn) afhangt van $x$ en dus eveneens een niet-lineair karakter vertoont.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Uit de krommen van fig. 5*a* kunnen we afleiden hoe $x$ als functie van de tijd zal verlopen wanneer de stroom sinusvormig verandert. Zoals te verwachten was, is er een aanzienlijke afwijking van de sinusvorm (fig. 5*b*) en treden er in de verplaatsing dus harmonischen op. In nog sterkere mate is dit het geval met de geluidsdruk $p$; immers, de drukvariaties zijn evenredig met $\omega^2 x$, zodat de achtereenvolgende harmonischen in $p$ een factor 1, 4, 9, ... groter zijn dan de harmonischen in $x$. Zo geeft 1% derde harmonische in $x$ al 9% derde harmonische in $p$.

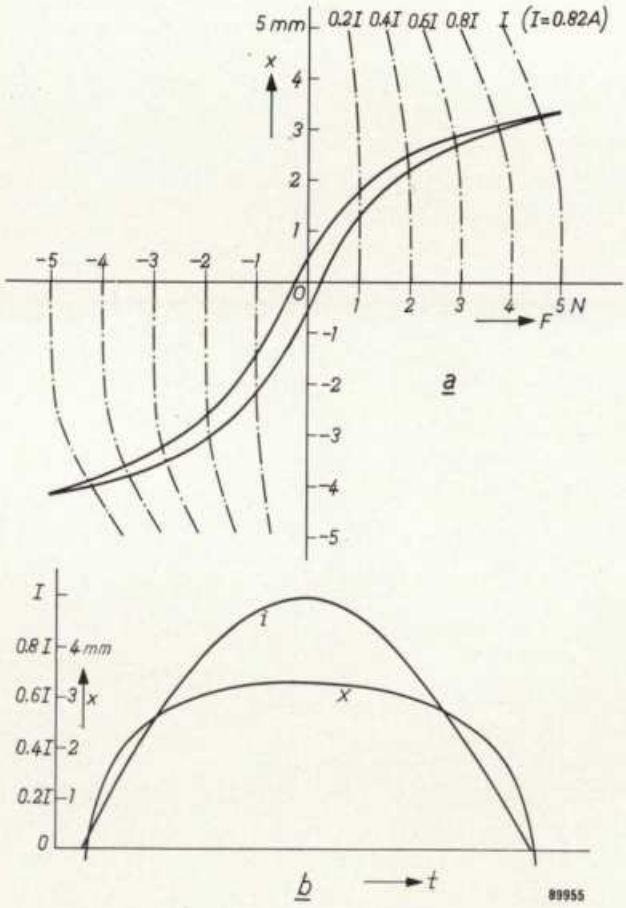



Fig. 5. *a*) Punt-streeplijnen: kracht $F$ op de spoel van een elektrodynamische luidspreker bij gelijkstroom $^1/_5 I$, $^2/_5 I$, ... $I$ door de spoel ($I$ = 0,82 A). Getrokken kromme: statisch gemeten verplaatsing $x$ van de stroomloze spoel, als functie van een uitwendig aangebrachte kracht $F$.
*b*) Bij een sinusvormige stroom $i$ door de luidsprekerspoel vertoont de verplaatsing $x$ als functie van de tijd $t$ distorsie.

*Niet-harmonische distorsie*

Beschouwen we nu het geval dat de stroom bestaat uit twee sinusvormige componenten, dus dat zijn ogenblikswaarde $i$ kan worden geschreven als volgt:

$$i = \hat{I}_1 \sin 2\pi f_1 t + \hat{I}_2 \sin 2\pi f_2 t \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Het niet-lineaire verband tussen verplaatsing $x$ en stroom $i$ kan tot uitdrukking worden gebracht door een machtreeks:

$$x = x_0 + x_1 i + x_2 i^2 + x_3 i^3 + \ldots . \quad . \quad . \quad (6)$$

Substitutie van (5) in (6) leert dat er in de verplaatsing componenten met de frequenties $\pm mf_1 \pm nf_2$ zullen optreden ($m$ en $n$ zijn gehele getallen: 0, 1, 2, ...). Dit verschijnsel staat bekend als intermodulatie.

Het bovenstaande geldt alleen bij frequenties beneden de resonantiefrequentie, in het zg. stijfheidsgebied, waarin de amplitude onafhankelijk van de frequentie is. Boven het stijfheidsgebied hangt de amplitude wèl van de frequentie af, hetgeen de kwantitatieve berekening veel ingewikkelder maakt. Kwalitatief echter kan men zeggen dat ook daar intermodulatie optreedt.

Er is nog een andere oorzaak van niet-harmonische distorsie, namelijk het Doppler-effect. Trilt een luidsprekerconus tegelijk met een lage frequentie $f_1$ en een hogere frequentie $f_2$, dan kan men hem beschouwen als een geluidsbron met frequentie $f_2$ waarvan de afstand tot het oor verandert met de frequentie $f_1$. Door het Doppler-effect fluctueert de toonhoogte dan, met het ritme van de lage frequentie $f_1$, om de hogere frequentie $f_2$ heen. Er treedt dus frequentiemodulatie op. Men kan dit interpreteren als de aanwezigheid van een geluid met centrale frequentie $f_2$ en twee zijbanden, waarin de frequenties $f_2 \pm mf_1$ optreden. Noemen we de amplitudes van de trillingen met de frequenties $f_1$ en $f_2$ resp. $\hat{x}_1$ en $\hat{x}_2$, dan bedragen de amplitudes van de eerste en de tweede zijbandcomponenten resp.

$$10^{-2} \times \hat{x}_1 f_2 \,\% \quad \text{en} \quad 5 \times 10^{-7} \times (\hat{x}_1 f_2)^2 \,\% \quad \text{van} \quad \hat{x}_2 ,$$

als $\hat{x}_1$ is uitgedrukt in cm en $f_2$ in Hz. Voor b.v. $\hat{x}_1 = 0{,}1$ cm en $f_2 = 10\,000$ Hz vinden we: 10% voor de componenten met de frequenties $f_2 + f_1$ en $f_2 - f_1$, en 0,5% voor de componenten met de frequenties $f_2 + 2f_1$ en $f_2 - 2f_1$.

**Middelen waarmee disproportie is tegengegaan**

*Verdubbeling van het aantal luidsprekers*

Voor het verminderen van de disproportie bestaat er een middel dat bijna triviaal is, maar waarvan toch de waarde in dit opzicht niet altijd schijnt te worden beseft. Wij bedoelen het gebruik van meer dan één luidspreker (geheel afgezien nog van de splitsing in lage en hoge tonen): iedere conus behoeft dan, bij dezelfde totale geluids-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



intensiteit, nog maar een kleinere amplitude te maken, zodat een korter, minder gekromd, deel van de hysteresislus (fig. 5*a*) wordt doorlopen, en tevens wordt gewerkt in een gebied waarin de inductie $B$ beter constant is. In onze installatie worden om deze reden twee lagetonenluidsprekers gebruikt (dat er ook twee hogetonenluidsprekers zijn, is vooral om het geluid diffuus te kunnen maken; disproportie bij de hogere frequenties is, zoals al werd opgemerkt, toch al gering).

Wat betreft de lagetonenweergave, had het nagestreefde doel — kleinere disproportie door kleinere amplitude, bij gelijke totale geluidsintensiteit — in principe ook bereikt kunnen worden door, in plaats van twee naburige luidsprekers met straal $a$ (*fig. 6c*), één luidspreker met straal $a\sqrt{2}$ te gebruiken (fig. 6*b*).

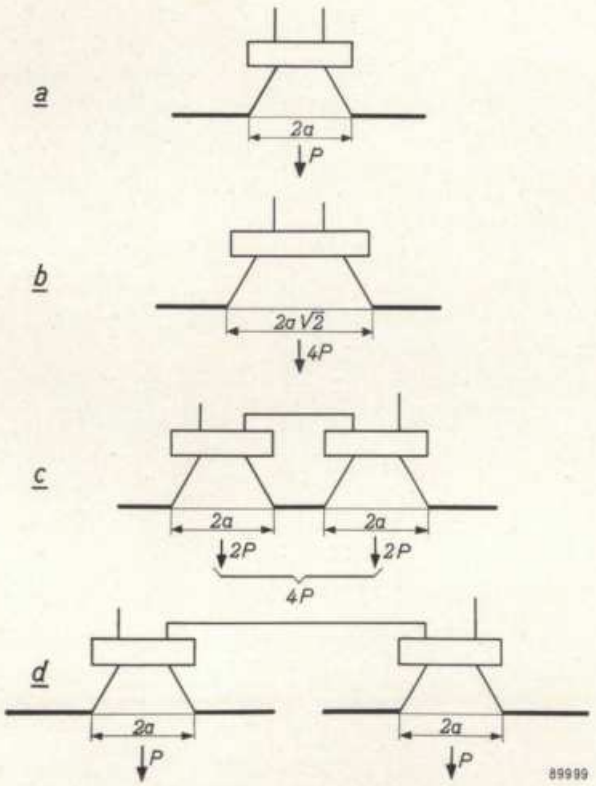



Fig. 6. *a*) Luidspreker met middellijn $2a$. Het uitgestraalde geluidsvermogen is $P$.
*b*) Luidspreker met middellijn $2a\sqrt{2}$. Geluidsvermogen $4P$.
*c*) Twee luidsprekers als in (*a*), dicht bij elkaar. Elk levert nu het geluidsvermogen $2P$, samen leveren zij $4P$.
*d*) Twee luidsprekers als in (*a*), ver van elkaar. Elk levert, evenals in (*a*), het vermogen $P$, samen leveren ze $2P$.
(Ondersteld is dat de luidsprekers van hetzelfde type zijn, dat ze zich in een groot klankscherm bevinden en dat ze alle dezelfde amplitude $\hat{x}$ maken.)

Vergelijken we eerst één „kleine" luidspreker (straal $a$, fig. 6*a*) met een „grote" luidspreker (straal $a\sqrt{2}$, fig. 6*b*). Hun stralingsweerstanden verhouden zich als de vierde macht van de straal. De grote luidspreker heeft dus een stralingsweerstand die $(\sqrt{2})^4 = 4$ maal zo groot is als die van de kleine luidspreker. Bij gelijke amplitude $\hat{x}$ zal de grote luidspreker dus een vier maal zo groot vermogen uitstralen.

Wil men de grote luidspreker vergelijken met een combinatie van twee kleine, dan zou men verwachten dat, als elk der kleine luidsprekers, afzonderlijk werkend, een vermogen $P$ uitstraalt, zij samen het vermogen $2P$ zouden geven, en dat dus de grote luidspreker, met $4P$, een factor 2 in het voordeel zou zijn. Men dient er echter rekening mee te houden dat het verschil maakt of de kleine luidsprekers dicht bij elkaar staan dan wel ver van elkaar. Met twee (in faze trillende) luidsprekers in elkaars nabijheid treedt namelijk het gunstige effect op dat ze elkaar als het ware prikkelen tot grotere vermogensafgifte.

Men kan dit effect als volgt gemakkelijk begrijpen. Staan de luidsprekers ver van elkaar (fig. 6*d*), dan geeft elk van hen energie aan de lucht af doordat de conus beweegt tegen de door hemzelf veroorzaakte drukwisselingen in. Als echter de luidsprekers dicht bij elkaar staan (fig. 6*c*), zullen bij elk van hen niet alleen de door hemzelf opgewekte drukvariaties aanwezig zijn, maar ook die van de naburige luidspreker. Wegens de kleine afstand zijn beide drukvariaties nagenoeg even groot en in faze. Ieder van de conussen werkt nu dus tegen een dubbel zo grote geluidsdruk in en verricht een dubbel zo grote arbeid. De twee luidsprekers samen leveren dan een vermogen dat twee maal zo groot is als wanneer zij zich ver van elkaar bevinden (bij constante amplitude $\hat{x}$ van conusverplaatsing).

Klapman heeft dit effect ook voor tussenliggende gevallen berekend, en wel voor twee als vlakke zuigers (straal $a$, hartafstand $d$) gedachte luidsprekers [8]). *Fig. 7a* geeft het berekende verloop van $R_r/\varrho cA$ ($R_r$ = stralingsweerstand per zuiger, $\varrho$ = dichtheid van de lucht, $c$ = geluidssnelheid, $A$ = oppervlakte van elk der zuigers) als functie van $2\pi fa/c$, met $d$ als parameter. Voor de luidspreker 9710 is $2a = 17{,}5$ cm; voor deze waarde geldt de in fig. 7 bijgetekende frequentieschaal. In de kast zijn de luidsprekers zo geplaatst dat $d = 2{,}8a$. In het in aanmerking komende frequentiegebied (beneden 420 Hz) is $R_r$ aanzienlijk groter dan bij één afzonderlijke luidspreker het geval zou zijn (kromme voor $d = 0$).

Bij bovengenoemd gedachtenexperiment met het naar elkaar toe brengen van de twee luidsprekers hebben we de amplitude $\hat{x}$ constant ondersteld. Houdt men de toegevoerde stroom constant, dan zal $\hat{x}$, wanneer de luidsprekers elkaar naderen, iets afnemen (en de winst dus kleiner worden) doordat steeds meer lucht met de conussen gaat meebewegen. Deze meebewogen luchtmassa geeft aanleiding tot een reactieve component ($X_r$) van de mechanische impedantie. Ook het verloop van deze component heeft Klapman berekend (fig. 7*b*).

Een grote conus echter is onvoordelig, omdat hij, met het oog op de nodige stevigheid, een relatief grote massa moet hebben. De gebruikte luidsprekers 9710, met $2a = 17{,}5$ cm, zijn in dit opzicht gunstiger dan een luidspreker met $2a = 17{,}5\sqrt{2} = 25$ cm, waarvan de conus meer dan twee maal zo zwaar is als de conus van de 9710.

---

[8]) S. J. Klapman, Interaction impedance of a system of circular pistons, J. Acoust. Soc. Amer. **11**, 289-295, 1939-'40.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



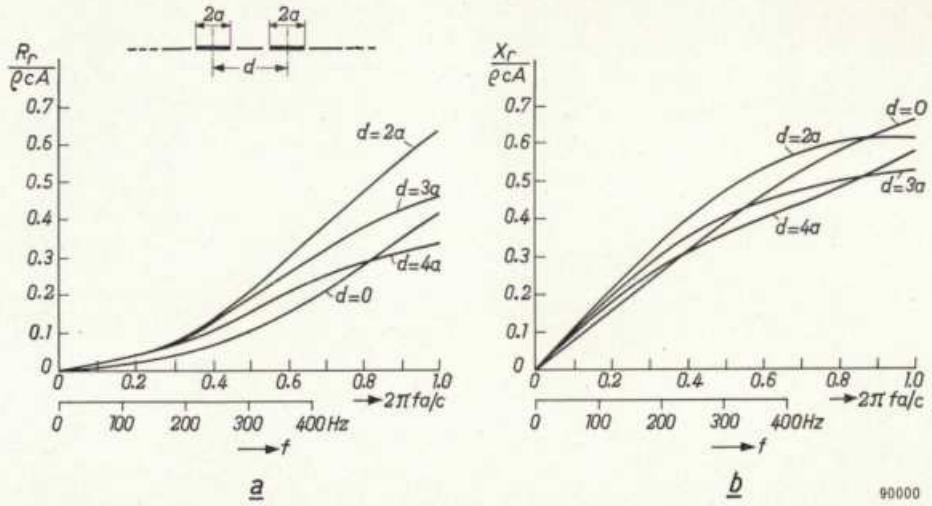



Fig. 7. *a*) Verloop van $R_r/\varrho cA$, en *b*) verloop van $X_r/\varrho cA$, als functie van $2\pi fa/c$, voor twee ronde, in faze trillende, zuigers in een oneindig groot klankscherm (ontleend aan Klapman [8]). De frequentieschaal geldt voor een middellijn $2a = 17{,}5$ cm (luidsprekers 9710).

*Luidsprekers in gesloten kasten*

Een tweede middel ter vermindering van de disproportie bestaat in het afsluiten van een bepaald luchtvolume achter de conus. De afgesloten lucht vertegenwoordigt een stijfheid $S_a$, die, in tegenstelling met de stijfheid $S_c$ van de conusrand en de centrering, zeer behoorlijk constant is en dus lineariserend werkt op het geheel.

Om te onderzoeken in hoeverre $S_a$ nog van de lineariteit afwijkt, beschouwen we een afgesloten hoeveelheid lucht onder een zuiger. Geven we deze laatste een verplaatsing $\Delta x$, dan geldt voor de luchtstijfheid $S_a$ die de zuiger ondervindt (indien het proces als adiabatisch mag worden beschouwd):

$$S_a \approx \frac{\varrho_0 c^2 A^2}{V_0}\left[1-\tfrac{1}{2}(\varkappa+1)\frac{A}{V_0}\Delta x\right]. \quad . \quad (7)$$

Hierin is $\varrho_0$ de dichtheid en $V_0$ het volume van de lucht in de evenwichtstoestand, $A$ de oppervlakte van de zuiger, en $\varkappa$ de verhouding $c_p/c_V$ van de soortelijke warmte van lucht bij constante druk tot die bij constant volume ($\varkappa \approx 1{,}4$).

Formule (7) kan als volgt worden afgeleid. Voor een adiabatisch proces geldt de wet van Poisson:

$$pV^{\varkappa} = \text{constant}$$

($p$ = luchtdruk, $V$ = luchtvolume). Verplaatsen we de zuiger zo dat de druk toeneemt van $p_0$ tot $p_0+\Delta p$ en het volume afneemt van $V_0$ tot $V_0-\Delta V$, dan is dus

$$(p_0+\Delta p)(V_0-\Delta V)^{\varkappa} = p_0 V_0^{\varkappa}.$$

Na een eenvoudige herleiding volgt hieruit:

$$\frac{\Delta p}{\Delta V} = \varkappa p_0\left[V_0^{-1}-\frac{\varkappa+1}{2!}V_0^{-2}\Delta V+\frac{(\varkappa+1)(\varkappa+2)}{3!}V_0^{-3}(\Delta V)^2-\ldots\right].$$

De stijfheid $S_a$ is bij definitie gelijk aan $\Delta F/\Delta x$, als $\Delta F$ de kracht is die nodig is om de zuiger een verplaatsing $\Delta x$ te geven. Hier is $\Delta F = A\Delta p$ en $\Delta x = \Delta V/A$, dus:

$$S_a = \frac{\Delta F}{\Delta x} = A^2\frac{\Delta p}{\Delta V} = \frac{\varkappa p_0 A^2}{V_0}\left[1-\frac{\varkappa+1}{2}\frac{A}{V_0}\Delta x+\frac{(\varkappa+1)(\varkappa+2)}{6}\frac{A^2}{V_0^2}(\Delta x)^2-\right.$$
$$\left.-(\ldots)(\Delta x)^3+\ldots\right]. \quad (8)$$

Met behulp van de betrekking $c = \sqrt{\varkappa p_0/\varrho_0}$ kan men voor het produkt $\varkappa p_0$ in het rechterlid van (8) schrijven: $\varrho_0 c^2$. Doet men dit en verwaarloost men in (8) de termen met $(\Delta x)^2$, $(\Delta x)^3$, enz., dan vindt men verg. (7).

In (7) vertegenwoordigt de term $\frac{1}{2}(\varkappa+1)A\Delta x/V_0$ de niet-lineariteit van $S_a$. In *fig. 8* is deze term in % uitgezet als functie van het afgesloten luchtvolume $V_0$, met de middellijn $2a$ van de conus als parameter; de figuur geldt voor de zeer grote amplitude $\hat{x}$ ($= \Delta x$) $= 10$ mm. Men ziet dat de niet-lineariteit in $S_a$ kleiner dan b.v. 0,1% kan worden gehouden door een geschikte keuze van $2a$ en $V_0$ (b.v. $2a = 17{,}5$ cm, zoals bij de luidspreker 9710, en $V_0 = 70$ dm³, welke waarde de helft is van het volume van de lagetonenkast (70 dm³ per luidspreker dus)).

Door het afsluiten van een hoeveelheid lucht achter de conus wordt de totale stijfheid $S = S_c + S_a$; het niet-lineair zijn van de conusstijfheid $S_c$ bleek uit de hysteresislus in fig. 5*a*. Het zal duidelijk zijn dat $S$, dank zij het nagenoeg lineair zijn van $S_a$, relatief minder disproportie zal vertonen dan $S_c$, en wel des te minder naarmate $S_a$ groter is, dus naarmate het luchtvolume $V_0$ kleiner is (zie verg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



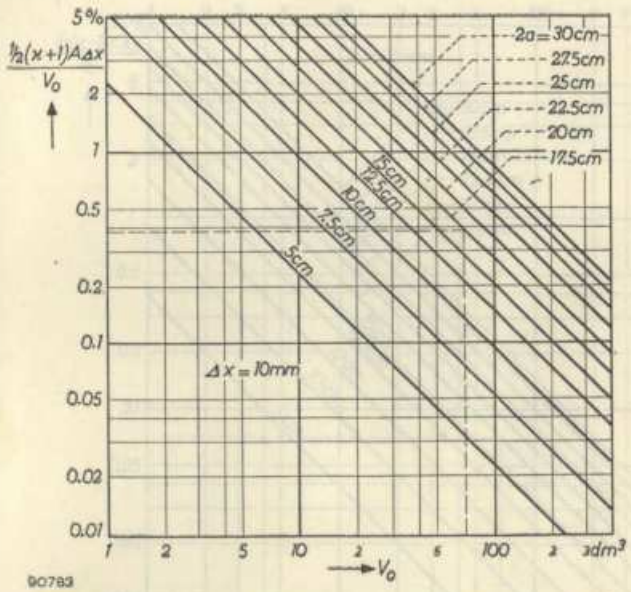



Fig. 8. De eerste niet-lineaire term in de stijfheid van een afgesloten hoeveelheid lucht, $\frac{1}{2}(\varkappa+1)A\Delta x/V_0$, in % van de hoofdterm, als functie van $V_0$ en met de conusmiddellijn $2a$ als parameter, voor $\Delta x = 10$ mm (zie verg. 7).

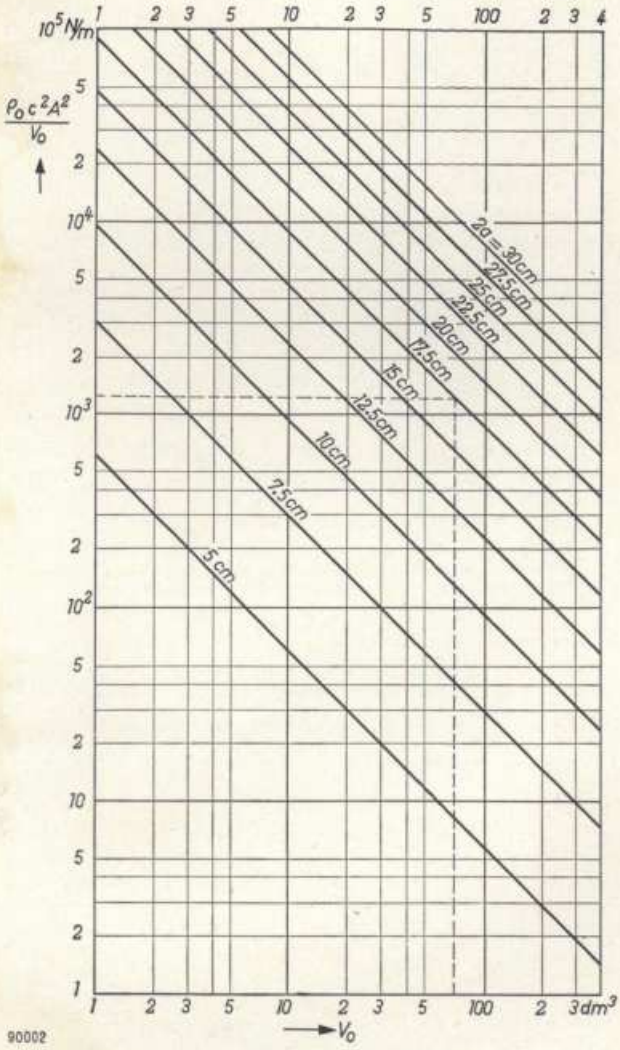



Fig. 9. Hoofdterm $\varrho_0 c^2 A^2/V_0$ van de stijfheid van een afgesloten hoeveelheid lucht (zie verg. 7), als functie van $V_0$ en met de conusmiddellijn $2a$ als parameter.

(7) en ook *fig. 9*, die het lineaire gedeelte van $S_a$ als functie van $V_0$ weergeeft, met $2a$ als parameter).

Met het toevoegen van luchtstijfheid kan men niet willekeurig ver gaan, omdat het gepaard gaat met een verhoging van de eigen frequentie van de conus. Dit blijkt uit (3), welke vergelijking nu de volgende vorm aanneemt:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{M\dfrac{C_c C_a}{C_c + C_a}}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{M/(S_c + S_a)}}.$$

($C_c = 1/S_c$ en $C_a = 1/S_a$ zijn de complianties; vgl. het vervangingsschema *fig. 10*). Slechts weinig beneden $f_0$ ligt de resonantiefrequentie, en deze moet in de laagste regionen van het weer te geven frequentiegebied blijven. Bij de luidsprekers 9710 zonder kast is de resonantiefrequentie ongeveer 40 Hz. De kast van de lagetonenluidsprekers (fig. 1) is zo groot gekozen (70 dm³ per luidspreker) dat $S_a$ aanmerkelijk groter is dan $S_c$ ($S_a = 1200$ N/m, $S_c = 750$ N/m). De resonantiefrequentie is daardoor in de buurt van 60 Hz komen te liggen. Door het aanbrengen van elektrische demping (zie onder „De versterker" aan het slot van dit artikel) is deze resonantiepiek voldoende afgevlakt.

Bij de hogetonenluidsprekers zijn eveneens gesloten kasten toegepast, nu echter om achterwaartse straling te voorkomen. De kasten mogen hier klein

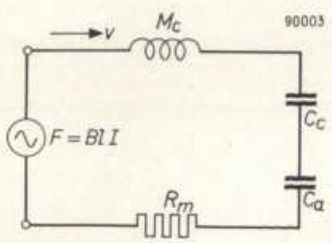



Fig. 10. Vervangingsschema van een luidspreker met compliantie $C_c$ van de conus en compliantie $C_a$ van een afgesloten luchtvolume achter de conus. De zelfinductie $M_c$ correspondeert met de effectieve massa van de conus en van de meebewogen lucht, de weerstand $R_m$ met de som van stralings- en verliesweerstand.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



zijn (fig. 2) — de luchtstijfheid dus groot —, want de resonantiefrequentie kan bij deze luidsprekers zonder bezwaar worden opgevoerd tot ca. 300 Hz. Het is zelfs gunstig de resonantiefrequentie zo hoog te leggen, om zo goed mogelijk te voorkomen dat deze luidsprekers ook nog enigszins lage tonen zouden weergeven. Aldus wordt de werking van het aanstonds te bespreken elektrische filter ondersteund.

*Splitsing in twee frequentiegebieden*

Boven werden als oorzaken van niet-harmonische distorsie genoemd: intermodulatie en Dopplereffect. Beide kunnen doeltreffend worden bestreden door het weer te geven audiospectrum te splitsen in gedeelten, en deze door middel van afzonderlijke luidsprekers weer te geven. In de praktijk blijkt een splitsing in twee gedeelten, zoals in de beschreven installatie is gebeurd, voldoende te zijn.

De vraag die zich hierbij voordoet, is, bij welke frequentie de splitsing het best kan worden aangebracht. Wij hebben als overgangsfrequentie 420 Hz gekozen. Combinatietonen van het type $\pm mf_1 \pm nf_2$, met $f_1$ laag (b.v. 50 Hz), zijn namelijk vooral hinderlijk als $f_2$ hoger is dan ca. 400 Hz, zodat het zaak is, de overgangsfrequentie niet veel hoger te leggen dan 400 Hz.

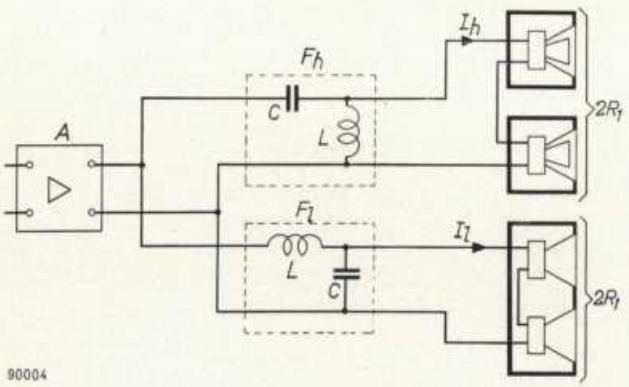



Fig. 11. $F_l$ laag doorlatend filter ($f < 420$ Hz), $F_h$ hoog doorlatend filter ($f > 420$ Hz). $A$ versterker. Voor luidsprekers met een weerstand $R_1 = 7$ ohm is $L = 7{,}4$ mH en $C = 20$ µF.

Het filter dat de scheiding van hoge en lage tonen bewerkt, bestaat uit twee spoelen met zelfinductie $L$ en twee condensatoren met capaciteit $C$, geschakeld volgens *fig. 11*. De impedantie van elk der luidsprekers is ten naaste bij een van de frequentie onafhankelijke weerstand $R_1$ van 7 ohm bij de luidsprekers met lage, en van 400 of 800 ohm bij die met hoge weerstand (straks zal worden besproken, hoe deze constante impedantie is verkregen). Heeft de versterker een verwaarloosbare

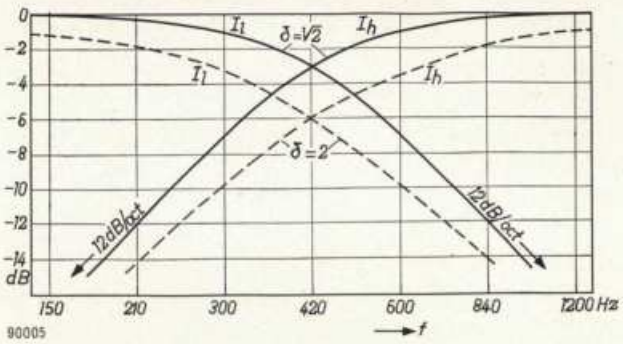



Fig. 12. Stromen $I_l$ en $I_h$ door de lagetonen- resp. hogetonenluidsprekers, als functie van de frequentie $f$, bij constante voedingsspanning en verwaarloosbare inwendige weerstand van de versterker. Beide schalen logaritmisch. De gestippelde krommen gelden voor kritische demping ($\delta_{kr} = 2$), de getrokken krommen voor $\delta = \sqrt{2}$.

inwendige weerstand, en is $E$ de uitgangsspanning ervan, dan vinden we voor de stroom $I_l$ door de lagetonenluidsprekers en voor de stroom $I_h$ door de hogetonenluidsprekers:

$$I_l = \frac{E}{2\,(1-\omega^2 LC)\,R_1 + j\omega L}$$

en

$$I_h = \frac{E}{2\left(1-\frac{1}{\omega^2 LC}\right)R_1 - \frac{j}{\omega C}}.$$

Deze formules kunnen worden geschreven als volgt:

$$I_l = \frac{E/2R_1}{\sqrt{\left\{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right\}^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\delta\right)^2}} \quad . . \quad (9)$$

en

$$I_h = \frac{E/2R_1}{\sqrt{\left\{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right\}^2 + \left(\frac{\omega_0}{\omega}\delta\right)^2}}, \quad . . \quad (10)$$

waarin

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

en

$$\delta = \frac{1}{2R_1}\sqrt{\frac{L}{C}} \quad . . . . . \quad (11)$$

($\delta$ is de dempingscoëfficiënt). Om elk der netwerken het gewenste doorlatingsgebied te geven (*fig. 12*), moet men $L$ en $C$ zo kiezen dat

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = 420 \text{ Hz}. \quad . . . \quad (12)$$

en men moet verder zorgen voor een voldoende demping $\delta$. Voor kritische demping (aperiodiek systeem, geen vrije trillingen) moet $\delta \geqq 2$ zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



In dat geval echter zijn de stromen $I_l$ en $I_h$ in hun respectieve doorlatingsgebieden weinig constant; bij de overgangsfrequentie zijn zij al 6 dB gedaald beneden de waarde $E/2R_1$, die zij bij zeer lage resp. zeer hoge frequentie hebben (zie de gestippelde krommen in fig. 12). Om dit verloop vlakker te houden, hebben wij de demping wat kleiner gekozen, namelijk $\delta = \sqrt{2}$. Voor deze waarde gelden de getrokken krommen in fig. 12, die bij de overgangsfrequentie slechts 3 dB beneden de waarde $E/2R_1$ zijn gedaald. Buiten de doorlatingsgebieden nadert de helling van de krommen tot 12 dB per octaaf, d.w.z. $I_l$ neemt bij hoge frequenties evenredig met $f^{-2}$ af en $I_h$ neemt bij lage frequenties evenredig met $f^2$ toe, zoals men ook uit de formules (9) en (10) kan aflezen.

Kent men $R_1$, dan zijn $L$ en $C$ door (11), (12) en de gekozen waarde van $\delta$ volkomen bepaald. Voor b.v. $R_1 = 7$ ohm vindt men: $L = 7{,}4$ mH en $C = 20$ µF, welke de waarden zijn die bij de luidsprekers met lage weerstand worden gebruikt.

### Nadere bijzonderheden over de kasten

Een voordeel van het werken met luidsprekers in geheel gesloten kasten is, zoals we zagen, de vermindering van de disproportie, als gevolg van de toegevoegde luchtstijfheid. Een ander voordeel, althans wat betreft de lage tonen, werd boven al aangestipt, namelijk dat bij een gesloten kast geen „omlopen" kan plaatsvinden (evenmin als bij een oneindig groot klankscherm). Ter toelichting van dit laatste diene het volgende.

De geluidsstraling van een trillend membraan wordt benadeeld indien de luchttrillingen langs een korte weg om het membraan heen kunnen lopen. Vandaar dat men gewoonlijk deze weg verlengt door het membraan te plaatsen in een klankscherm [9]), b.v. in een kast. Is $l_0$ de kortste weg van voor- naar achterzijde van het membraan om het klankscherm heen, dan geldt als vuistregel dat de straling met 6 dB per octaaf afneemt wanneer de frequentie daalt beneden die waarbij de golflengte $\lambda = 2l_0$ behoort. Bij een frequentie van 50 Hz b.v. is de golflengte al meer dan 6 m. Voor een goede weergave van zeer lage tonen zou men dus een enorm groot klankscherm nodig hebben.

Bij de beschreven installatie is dit omzeild door de lagetonenluidsprekers aan te brengen in een geheel gesloten kast, die, evenals een oneindig groot klankscherm, ook bij de langste golven het „omlopen" van de luchttrillingen belet.

[9]) Zie b.v. Philips techn. T. 4, 225-234, 1939.

Een kast, al of niet gesloten, brengt echter het gevaar mee dat hij kan fungeren als trilholte met ongewenste resonanties, waarbij in de kast staande golven optreden als gevolg van terugkaatsing aan de wanden. Dit hebben wij voorkomen door de kast inwendig te bekleden met geluidabsorberend materiaal, zowel bij de lage- als bij de hogetonenluidsprekers.

Bij de laatstgenoemde was dit geen moeilijk probleem, want er zijn verscheidene materialen in de handel die bij de hogere audiofrequenties goed absorberen. Geheel anders is dit indien het gaat om lage frequenties. Het vraagstuk is daar opgelost door gebruik te maken van zg. paneelresonantie. Aan de binnenzijde van de kast zijn panelen aangebracht op een raam van latten, zodat zich tussen deze panelen en de kastwand een luchtkussen bevindt (*fig. 13*). Door de resonatorwerking van de massa van het paneel met de stijfheid van het luchtkussen wordt in het lagetonengebied een voldoende absorptie verkregen, voornamelijk dank zij de dissipatie in de ingeklemde rand van de trillende panelen. Doordat de panelen uit absorberend materiaal bestaan, treedt bovendien nog gewone absorptie op in het bovenste deel van het lagetonengebied.

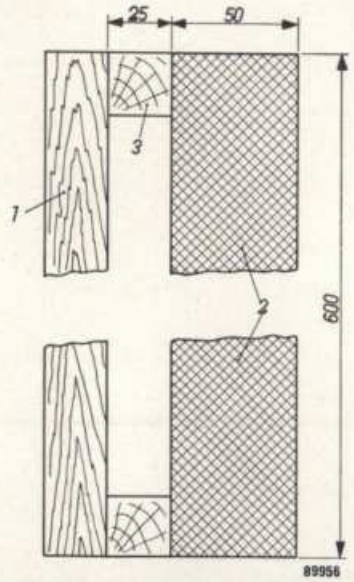



Fig. 13. De lagetonenkast is vrij van staande golven gemaakt doordat aan de binnenzijde van de wanden *1* panelen *2* van absorberend materiaal zijn aangebracht. De latten *3* zorgen voor een luchtkussen tussen de wand en het paneel. Maten in mm.

Er moet voldoende absorptie aanwezig zijn in een bepaald frequentiegebied. Welk gebied dit is, blijkt uit de volgende redenering. Van de eigen trillingen van de kast zijn vooral die van belang waarbij $^1/_4\lambda$ of $^1/_2\lambda$ gelijk is aan een binnenafmeting van de kast. De grootste binnenmaat is 70 cm, de laagste frequentie van de eigen trillingen dus $c/(4 \times 0{,}70) = 120$ Hz. Door de panelen een eigen frequentie $f_p = 240$ Hz

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



te geven en deze resonantie weinig selectief te maken, krijgen wij voldoende absorptie in het gehele gebied van 120 tot 420 Hz (in het bovenste deel van dit gebied mede dank zij de absorptie van het materiaal zelf).

Wat betreft de dimensionering van de resonator zodanig dat $f_p = 240$ Hz wordt, zij het volgende opgemerkt. Analoog met verg. (3) geldt:

$$f_p = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{M}}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

$S$ is hier in hoofdzaak de stijfheid $S_a$ van het luchtkussen achter het paneel, $M$ in hoofdzaak de massa $M_p$ van het paneel; de randstijfheid van het paneel en de massa van de meebewogen lucht zijn in eerste benadering te verwaarlozen. Voor $S_a$ geldt volgens (7):

$$S_a = \frac{\varrho_0 c^2 A_p^2}{A_p d_a}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

als $\varrho_0$ de dichtheid van de lucht is, $A_p$ de oppervlakte van het paneel en $d_a$ de dikte van het luchtkussen (afstand van paneel tot wand), en voor $M_p$ kunnen we schrijven:

$$M_p = A_p d_p \varrho_p, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

als $d_p$ de dikte van het paneel is en $\varrho_p$ de dichtheid van het absorberende materiaal. Substitutie van (15) en (16) in (14) levert:

$$f_p = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{\varrho_0}{\varrho_p d_p d_a}}.$$

Hierin is $c = 340$ m/s en $\varrho_0 = 1{,}3$ kg/m³. Het gebruikte absorberende materiaal heeft $\varrho_p = 55$ kg/m³. Met $d_p = 50$ mm en $d_a = 25$ mm (fig. 13) vinden we: $f_p$ = ca. 240 Hz.

## Luidsprekers met constante impedantie

De zelfinductie van de luidsprekerspoel maakt dat de impedantie van de spoel met de frequentie oploopt, zie de stippellijn in *fig. 14*. Bij voeding met een spanning die onafhankelijk van de frequentie is, zal dus bij stijgende frequentie de stroom afnemen, en daarmee de kracht die de conus aandrijft.

Zoals boven bij de beschrijving van de installatie al is vermeld, zijn hier luidsprekers gebruikt waarvan de impedantie nagenoeg constant is. De maatregel waaraan dit is te danken, bestaat in het aanbrengen van een koperen ring ($K$, fig. 4) binnen de spoel. Deze ring werkt als een kortgesloten winding en heft zodoende de zelfinductie van de spoel grotendeels op [10]). Het resultaat is een impedantieverloop dat wordt weergegeven door de getrokken kromme in fig. 14. Tussen de frequenties 400 Hz en 18 kHz verandert de impedantie nog maar in de verhouding 1 : 1,5, terwijl zonder kortsluitring deze verhouding 1 : 5 à 1 : 6 is.

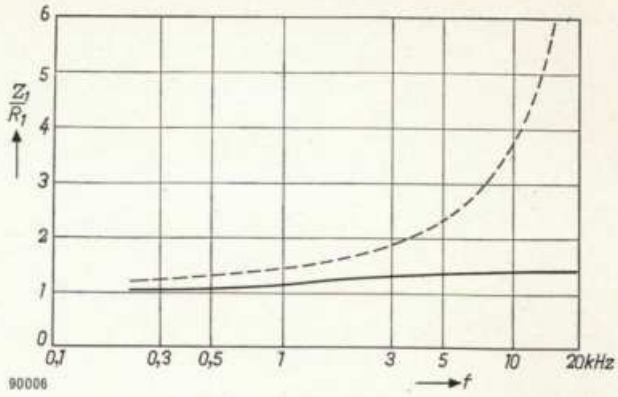



Fig. 14. Verloop van de impedantie $Z_1$ van een luidspreker (in verhouding tot de gelijkstroomweerstand $R_1$) als functie van de frequentie $f$, gestippeld voor een gewone luidspreker, getrokken voor een luidspreker met kortsluitring.

De volgende berekening over de werking van de kortsluitring geeft aanwijzingen omtrent de gunstigste dimensionering ervan.

Is $E_1$ de klemspanning en $I_1$ de stroom van de spoel (met weerstand $R_1$ en zelfinductie $L_1$), en $I_2$ de stroom die in de kortsluitring (met weerstand $R_2$ en zelfinductie $L_2$) wordt geïnduceerd, dan kan men voor de impedantie $Z_1 = E_1/I_1$ van de spoel op eenvoudige wijze afleiden:

$$Z_1 = R_1 + \frac{k^2 L_1 R_2/L_2}{1+\left(\frac{R_2}{\omega L_2}\right)^2} + j\omega L_1\left[1 - \frac{k^2}{1+\left(\frac{R_2}{\omega L_2}\right)^2}\right] + Z'. \quad (17)$$

Hierin is $k$ de koppelingscoëfficiënt $= M_k/\sqrt{L_1 L_2}$ (als $M_k$ de wederzijdse inductie tussen de spoel en de ring is), en $Z'$ een term die in rekening brengt dat in de bewegende spoel een e.m.k. wordt geïnduceerd. De beweging van de spoel doet echter de door de ring omvatte wisselflux niet veranderen. Om de invloed van de ring op de impedantie van de spoel na te gaan, mogen we dus onderstellen dat de spoel wordt vastgehouden, d.w.z. $Z' = 0$ stellen; we noemen $Z_1$ dan ter onderscheiding $Z_{10}$. Verg. (17) gaat nu voor „lage" frequenties ($\omega \ll R_2/L_2$) over in

$$Z_{10} = R_1 + j\omega L_1, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (17a)$$

en voor „hoge" frequenties ($\omega \gg R_2/L_2$) in

$$Z_{10} \approx (R_1 + k^2 L_1 R_2/L_2) + j(1-k^2)\omega L_1 \quad \ldots \quad (17b)$$

De ring dient zo gedimensioneerd te zijn dat aan de volgende voorwaarden is voldaan:

1) De frequentie waarbij $\omega L_2 = R_2$, moet zo laag zijn dat $\omega L_1$ daar nog klein is ten opzichte van $R_1$ (b.v. lager dan 2 kHz), zodat bij „lage" frequenties (verg. 17a) $Z_{10} \approx R_1$.
2) De koppeling tussen de ring en de spoel moet zeer vast zijn, zodat de factor $(1-k^2)$ in (17b) klein genoeg is om tot bij de hoogste audiofrequenties de term $(1-k^2)\omega L_1$ klein te houden ten opzichte van de weerstandsterm.

Aan beide eisen kan op bevredigende wijze worden voldaan. Opgemerkt zij dat voldoen aan (1) betekent dat tevens het bedrag $k^2 L_1 R_2/L_2$, waarmee in (17b) de weerstandsterm van $R_1$ verschilt, klein is ten opzichte van $R_1$. Bij goede dimensionering van de ring gaat het rendement van de luidspreker dus niet noemenswaard achteruit.

Men kan zich afvragen of bij een luidspreker zonder koperen ring de beide ijzeren begrenzingen van de luchtspleet niet

[10]) Van zulk een ring is al melding gemaakt in Philips techn. T. **4**, 314, 1939, noot [1]).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



reeds als kortsluitringen werken. Dit is echter slechts in onbetekenende mate het geval. De oorzaak hiervan is het huideffect, dat bij ijzer, met zijn vrij grote permeabiliteit en vrij slecht geleidingsvermogen, veel sterker is dan bij koper. Van het huideffect merkt men bij de koperen ring niets, doordat de indringingsdiepte van de stroom groter is dan de dikte van de ring, ook nog bij 20 kHz. Dit betekent dat de stroom vrijwel gelijkmatig over de doorsnede van de ring is verdeeld, dus dat $R_s$ vrijwel gelijk is aan de gelijkstroomweerstand van de ring.

## De versterker

Zoals boven is vermeld, hebben de lagetonenluidsprekers in hun kast een weinig geprononceerde resonantie in de buurt van 60 Hz. Om deze resonantie nog verder te dempen, moet men de versterker een lage inwendige weerstand geven.

De invloed van de inwendige weerstand op de demping blijkt als volgt. Doordat de spoel beweegt (draadlengte $l$, snelheid $v$), wordt er een e.m.k. $Blv$ in geïnduceerd. Deze e.m.k. werkt op de weerstand $R_1$ van de spoel, in serie met de inwendige weerstand $R_i$ van de versterker ($R_i$ gemeten aan de uitgangsklemmen). In deze weerstanden wordt dus een vermogen $(Blv)^2/(R_1 + R_i)$ gedissipeerd. Men kan zich in plaats hiervan een even grote dissipatie in een denkbeeldige mechanische weerstand $R_m'$ voorstellen:

$$\frac{(Blv)^2}{R_1 + R_i} = R_m' v^2,$$

dus

$$R_m' = \frac{B^2 l^2}{R_1 + R_i}.$$

Met dit bedrag wordt derhalve de mechanische dempweerstand die al aanwezig is, verhoogd, en $R_m'$ is des te groter naarmate de versterker een lagere inwendige weerstand $R_i$ heeft.

Een werkzaam middel om de inwendige weerstand te verlagen, is het gebruik van spanningstegenkoppeling, d.w.z. men voegt een gedeelte van de uitgangsspanning in tegenfaze toe aan de ingangsspanning van de eindtrap of van een voorafgaande trap [11]).

[11]) Philips techn. T. **2**, 292, 1937.

De splitsing in twee frequentiegebieden *na* de versterker onderstelt dat de versterker zo ruim is gedimensioneerd dat daarin geen noemenswaardige intermodulatie optreedt. Dit is het geval bij de versterkers type AG 9000 en AG 9006 (fig. 1), die 10 resp. 20 W uitgangsvermogen leveren bij 2% intermodulatie. De eerstgenoemde versterker is bestemd voor luidsprekers met een conventionele lage weerstand (twee van 7 ohm in serie); hij is derhalve voorzien van een omlaag transformerende uitgangstransformator. De versterker AG 9006 daarentegen bevat een nieuwe eindtrapschakeling, die luidsprekers met hoge weerstand rechtstreeks kan voeden [12]); de uitgangstransformator met zijn onvermijdelijke vervorming is hier dus vermeden.

[12]) Een artikel over eindtrapschakelingen voor luidsprekers met hoge weerstand zal binnenkort in dit tijdschrift verschijnen. — Redactie.

**Samenvatting.** De beschreven luidsprekerinstallatie voor de huiskamer omvat een hoekkast waarin twee lagetonenluidsprekers zijn aangebracht, twee afzonderlijke kastjes voor de midden- en de hoge tonen, elk met een dubbelconusluidspreker, en een filter dat het audiospectrum verdeelt in een gebied beneden en een gebied boven 420 Hz. Door de hogetonenluidsprekers op een geschikte wijze op te stellen, kan men het geluid diffuus maken. Voornamelijk indirect geluid bereikt dan de luisteraars, evenals dit het geval is in een concertzaal. Het zg. „gat-in-de-muureffect", waaraan weergave met één luidspreker laboreert, is dan geheel verdwenen.

Een niet-lineair element in een elektrodynamische luidspreker is de stijfheid van de conusophanging. De invloed hiervan is sterk verkleind, 1) door verdubbeling van het aantal luidsprekers, zodat de conussen een kleinere amplitude behoeven te maken, en 2) door toevoeging van een aanzienlijke, zo goed als lineaire, luchtstijfheid. Dit laatste is bereikt door de kasten geheel gesloten uit te voeren. Aan de lagetonenweergave komt daarbij tevens ten goede dat de trillingen niet om de conus heen kunnen lopen, en de hogetonenluidsprekers geven geen achterwaartse straling. Ter voorkoming van staande golven in de kasten, zijn deze van binnen voorzien van absorberend materiaal (bij de lagetonenkast in de vorm van panelen, door een luchtkussen van de kastwand gescheiden). Niet-harmonische distorsie (intermodulatie en Doppler-effect) zijn sterk verminderd door de splitsing in twee frequentiegebieden. Het weergegeven spectrum loopt van ca. 20 Hz tot ca. 18 kHz, dit laatste dank zij het gebruik van dubbelconusluidsprekers. Binnen de spoel van de luidsprekers is een kortsluitring aangebracht, die de zelfinductie van de spoel vrijwel opheft, zodat de impedantie slechts weinig met de frequentie oploopt.

De versterker waarop de installatie werkt, moet een lage inwendige weerstand hebben. Dit is te verkrijgen door spanningstegenkoppeling. Geschikte versterkers zijn type AG 9000 en AG 9006.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

**2339:** E. W. Gorter: Some properties of ferrites in connection with their chemistry (Proc. Inst. Rad. Engrs. **43**, 1945-1973, 1955, no. 12).

Na een elementaire inleiding over de oorsprong van het magnetisme van oxydes wordt uiteengezet hoe men met de hypothese van het moleculaire veld de magnetische eigenschappen van ferromagnetica en antiferromagnetica, in het bijzonder van niet-gecompenseerde antiferromagnetica, waartoe de ferrieten behoren, kan begrijpen. In het kort worden het spinelrooster beschreven en de kristalchemie der spinellen besproken, hetgeen nodig is om de experimenteel gevonden waarden van de verzadigingsmagnetisatie te verklaren. Er volgt een kort overzicht van bereidingsmethodes. Het tweede gedeelte van het artikel behandelt de anisotropieën, enige magnetisatieprocessen waarvan de permeabiliteit afhangt, en de factoren die van invloed zijn op de permeabiliteit en de verliezen bij hoge frequentie. Hiertoe behoren het verschijnsel van de ferromagnetische resonantie, de dimensionele resonantie en relaxatieverschijnselen. Er wordt besproken hoe deze factoren door de chemische samenstelling en de bereidingswijze worden beïnvloed. Tot slot wordt een kort historisch overzicht van de ontwikkeling der ferrieten gegeven.

**2340:** C. O. Jonkers, Die Philips Gaskältemachine (Allgemeine Wärmetechnik **6**, 203-206, 1955, no. 10).

Verkorte weergave van de artikelen in Philips techn. T. **16**, 33-43 en 61-71, 1954.

**2341:** J. S. van Wieringen: Paramagnetic resonance of divalent manganese incorporated in various lattices (Disc. Faraday Soc. no. 19, 118-126, 1955).

De paramagnetische resonantie van poederpreparaten van verschillende diamagnetische verbindingen met geringe hoeveelheden ingebouwd mangaan werd onderzocht. De metingen werden uitgevoerd bij golflengten van 3,2 en 1,25 cm, bij kamertemperatuur. Er werden drie effecten gevonden: een vernauwing van de hyperfijnstructuur door covalente binding en door plaatsruilwisselwerking der Mn-ionen en bovendien een geringe vergroting van de $g$-factor ten opzichte van de waarde voor het vrije elektron in mengsels van ZnSe-MnSe en CdTe-MnTe. Uit het eerste effect kan men concluderen dat in Mn-zuurstofverbindingen en in MnS, MnSe en MnTe respectievelijk 10-20%, 30%, 35% en 40% van de bindingsenergie van covalente aard is.

**2342:** A. A. Kruithof en J. L. Ouweltjes: Colour rendering by de luxe fluorescent lamps (Compte rendu Comm. intern. de l'éclairage Zürich, 1955, I).

Beschrijving van een methode ter verbetering van de kleurweergave van fluorescentielampen door toevoeging van een speciale fosfor. Zie ook Philips techn. T. **18**, 221-232, 1956 (no. 8).

**2343:** J. J. Balder en G. J. Fortuin: The influence of time of observation on the visibility of stationary objects (Compte rendu Comm. intern. de l'éclairage, Zürich 1955, I).

Voorlopig rapport over nieuwe metingen, met nieuwe apparatuur, van drempelwaarden van het menselijke gezichtsvermogen, aansluitend op vroegere metingen van Fortuin (zie deze overzichten **R 170** en **R 174**). Aan de grootheden die bij de vorige onderzoekingen werden gevarieerd, werd thans toegevoegd de tijd gedurende welke het object mocht worden waargenomen. De gebruikte objecten waren Landolt-ringen van diverse grootten, donkerder dan hun achtergrond, en in diverse graden van contrast ermee. Het gebied van achtergrondshelderheden dat bij deze proeven bestreken werd, liep van ca. 1 tot ca. 1200 cd/m$^2$; de waarneemtijden lagen tussen 0,1 en 0,8 sec.

**2344:** H. A. Klasens, P. Zalm en G. Diemer: Characteristics of electroluminescent cells (Compte rendu Comm. intern. de l'éclairage, Zürich 1955, I).

Achtereenvolgens worden beschouwd: de fysisch-chemische natuur van elektroluminescerende fosforen, de elektrische eigenschappen van een elektroluminescerende cel (waarbij een eenvoudig elektrisch vervangschema wordt gebruikt), en de eigenschappen van zo'n cel als lichtbron. De helderheid wordt uitgedrukt in de frequentie en de amplitude van de aangelegde wisselspanning, en de verkregen formule wordt verklaard door het mechanisme van de luminescentie in detail te beschouwen. Het artikel besluit met enige opmerkingen over mogelijke toepassingen van elektroluminescentie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!